

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE · BAND 24 · HEFT 2 · OKTOBER 1935

Über eine neue Interferenzerscheinung beim Durchgang schneller Elektronen durch Kristalle

Von F. Kirchner und H. Lassen

(Mit 6 Figuren)

Die Wechselwirkung zwischen den Elektronenstrahlen und den Atomen eines Kristallgitters ist bekanntlich so außerordentlich groß, daß schon eine verhältnismäßig kleine Zahl von Atomen hinreicht, um ein ausgeprägtes Interferenzbild zu erzeugen. Von W. L. Bragg und F. Kirchner¹⁾ wurde gezeigt, daß ein dünner Kristall noch bis zu einer Dicke von etwa 10^{-6} cm hinauf für einen beträchtlichen Winkelbereich wie ein zweidimensionales Gitter wirkt, wenn die Wellenlänge wesentlich kleiner ist als die Gitterkonstante und wenn eine Punktreihe des Raumgitters parallel zur Primärstrahlrichtung liegt²⁾. Der Grund dafür ist der, daß unter diesen Bedingungen das Hauptmaximum der Interferenzfunktion, die zu dieser Punktreihe gehört, so breit ist, daß noch mehrere Ordnungen des dazu senkrecht liegenden Flächengitters darin Platz haben. Die Lage der Interferenzpunkte innerhalb des Hauptmaximums stimmt bei kleinen Streuwinkeln praktisch mit der Lage derjenigen Maxima überein, die man als normale Raumgitterinterferenzen durch Braggsche Reflexion an den zu der Punktreihe parallelen Netzebenenscharen erhalten würde³⁾. Der dünne Kristall *wirkt* innerhalb des Hauptmaximums wie ein Flächengitter, das aber in seiner ganzen Tiefe, also über den ganzen räumlich ausgedehnten Kristall, zu der beobachteten Interferenzintensität beiträgt. Wenn man ein solches Interferenzbild beziffert⁴⁾, dann hat man einen Index, z. B. h_3 für alle Interferenzpunkte konstant gleich Null zu setzen, während h_1 und h_2 kleine ganze Zahlen darstellen. Man findet daher auch in einem solchen Diagramm die bei kleinen Streuwinkeln zu erwartenden

1) W. L. Bragg u. F. Kirchner, Nature 127. S. 738. 1931.

2) Vgl. F. Kirchner, Ann. d. Phys. [5] 13. S. 52. 1932.

3) Diese Übereinstimmung ist die Ursache dafür gewesen, daß in mehreren Fällen von Flächengitterinterferenzen gesprochen worden ist, bei denen kein Grund vorlag, die zunächst liegende Deutung als Raumgitterinterferenzen aufzugeben.

4) Vgl. F. Kirchner, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. 11. S. 99. 1932.

rationalen Abstandsverhältnisse unter den verschiedenen Interferenzpunkten.

Bei der Untersuchung von Silberkristallschichten, die bei erhöhter Temperatur auf Steinsalz aufgedampft wurden, fand nun H. Lassen¹⁾ einzelne überraschend starke Interferenzpunkte, die zwar offensichtlich vom Silbergitter herrühren, denen aber keine rationalen Indizes zugeordnet werden können. Man sieht z. B. in Fig. 5 der zitierten Arbeit eine Reihe von Kreuzen, an deren Enden diese irrationalen Gitterpunkte mehr oder weniger gut ausgeprägt sind. Die mit durchgehenden Elektronenstrahlen untersuchten, von der Steinsalzunterlage abgelösten dünnen Kristallschichten sind, wie man schon mit dem Auge feststellen kann, im allgemeinen etwas zerknittert. Die Interferenzbilder weisen entsprechende Unregelmäßigkeiten auf. Viel günstiger sind die Verhältnisse, wenn man die aufgedampfte Kristallschicht auf dem Steinsalz läßt und in Reflexion untersucht. Fig. 5 auf S. 119 zeigt eine solche Reflexionsaufnahme an einer Silberkristallschicht von etwa $30 \text{ m}\mu$ Dicke, die bei einer Temperatur von 200°C auf Steinsalz aufgedampft wurde. Wir beobachteten innerhalb des Hauptmaximums nullter Ordnung Interferenzpunkte, die nach dem Rande zu in diagonal orientierte Kreuze mit den irrationalen Gitterpunkten übergehen. Es wurden etwa 20 dünne Kristallschichten untersucht, welche alle dieselbe regelmäßige Erscheinung zeigten. Die Kreuze treten in genau derselben Weise auch bei dünnen Kristallschichten anderer Metalle auf, z. B. bei Gold.

Wir werden zeigen, daß diese „irrationalen“ Interferenzpunkte auf eine typische Flächengitterwirkung zurückzuführen sind. Wir betrachten zunächst einen einzelnen kleinen Silberkristall, dessen räumliche Ausdehnung in allen drei Dimensionen ungefähr der Dicke der Schicht ($\sim 10^{-6} \text{ cm}$) entsprechen soll, und schicken einen Elektronenstrahl von einheitlicher Geschwindigkeit parallel zu einer Würfelkante hindurch. Einen Überblick über die dann auftretenden Interferenzerscheinungen erhält man am leichtesten, wenn man sich des reziproken Gitters und der Ewaldschen Ausbreitungskugel bedient. Da das ursprüngliche Gitter des Silbers flächenzentriert ist, muß das zugehörige reziproke Gitter raumzentriert sein; der Primärstrahl läuft parallel zu einer Würfelkante (vgl. Fig. 1). Der geringen räumlichen Ausdehnung des Kristalles entsprechend haben wir es aber an Stelle der mathematischen Punkte des reziproken Gitters mit Gebilden zu tun, die in verschiedenen Richtungen mehr oder

1) H. Lassen, Phys. Ztschr. 35. S. 172. 1934.

weniger stark ausgedehnt sind. Für den Fall eines sehr dünnen Kristallplättchens entarten die Gitterpunkte des reziproken Gitters, wie früher gezeigt wurde¹⁾, zu Stäbchen senkrecht zur Plättchenebene; es wurde auch früher schon darauf hingewiesen, daß einem wirklichen Flächengitter als reziprokes Gebilde eine Schar von parallelen Geraden zuzuordnen ist, die senkrecht zur Ebene des

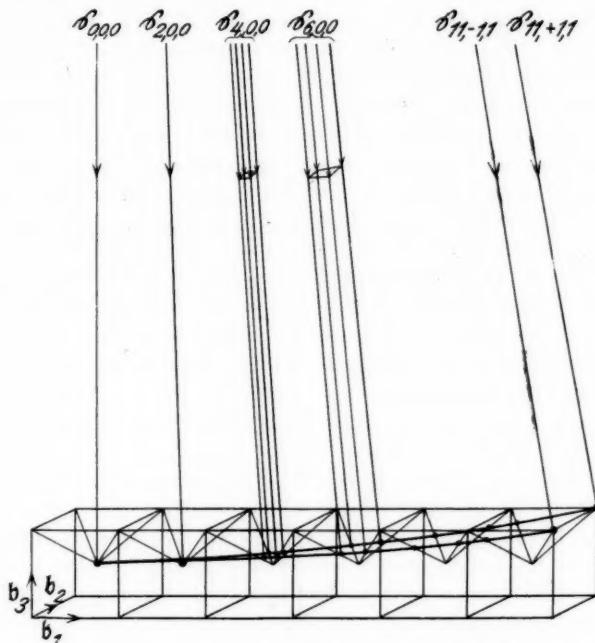


Fig. 1. Reziprokes Gitter, Ausbreitungskugel und Interferenzstrahlen im Falle der Durchstrahlung eines kleinen Silberkristalls mit Elektronenwellen von etwa 0,06 ÅE

Gitters verlaufen. Die Interferenzverhältnisse bei unserem kleinen Silberkristall lassen sich nun am einfachsten übersehen, wenn wir in diesem Kristall zunächst einmal die wirksamsten Flächengitter aufsuchen, also diejenigen, welche die größte Zahl von Atomen enthalten. Dies sind die Oktaederebenen, die ja im flächenzentrierten Gitter den größten Netzebenenabstand haben und je eine Flächen-

1) F. Kirchner, Ann. d. Phys. [5] 13. S. 53. 1932.

diagonale — d. i. die am dichtesten besetzte Punktreihe — von zwei verschiedenen Würfelflächen enthalten. Jeder Oktaederebene als Flächengitter würde aber im reziproken Raum eine Schar von parallelen Geraden entsprechen, die lauter Raumdiagonalen im reziproken Gitter bilden. Den Interferenzefekt dieser Flächengitter erhalten wir dann in der bekannten Weise dadurch, daß wir die Ausbreitungskugel mit den verschiedenen Raumdiagonalen im reziproken Gitter zum Schnitt bringen (vgl. Fig. 1). Hierdurch wird sofort verständlich, daß die Interferenzpunkte, die im Innern des nullten Hauptmaximums vollkommen einheitlich sind, sich nach außen hin allmählich immer stärker in die eigentümlichen Kreuze aufspalten, wie sie in Figg. 4 und 5 auf S. 119 zu sehen sind. Die vier Interferenzpunkte jedes Kreuzes stellen je einen Schnittpunkt der Ausbreitungskugel mit einer der vier von einem reziproken Gitterpunkt zu den nächstbenachbarten Punkten hin laufenden Raumdiagonalen dar. Aus der Fig. 1 ist auch ohne weiteres verständlich, warum die „irrationalen“ Interferenzen in dem Gebiet zwischen zwei Hauptmaxima auftreten; ein Hauptmaximum ist eben gerade dadurch charakterisiert, daß dort die Ausbreitungskugel ziemlich genau durch eine Schar von Gitterpunkten hindurchgeht, die in einer gemeinsamen Ebene des reziproken Gitters liegen.

Dreht man die bestrahlte Silberschicht um 45° um die zur Steinsalzoberfläche senkrechte Achse, dann lösen sich die Interferenzpunkte am Rande des nullten Hauptmaximums in je zwei vertikal übereinanderliegende Interferenzmaxima auf; auch diese Maxima lassen sich als Schnittpunkte der Ausbreitungskugel mit zwei Raumdiagonalen des entsprechend gedrehten reziproken Gitters deuten. (Die beiden andern Raumdiagonalen kommen in diesem Falle überhaupt nicht mit der Ausbreitungskugel zum Schnitt, weil sie in der zum Primärstrahl senkrechten Ebene liegen!).

Ohne Zuhilfenahme des reziproken Gitters kann man die beobachtete Interferenzerscheinung auf elementarem Wege in folgender Weise deuten. Die Interferenzstrahlen eines Flächengitters erhält man bekanntlich dadurch, daß man die Flächenscharen gleichen Gangunterschieds, die zu den beiden das Gitter aufbauenden Punktreihen gehören, zum Schnitt bringt. Diese Flächenscharen sind die Kegelscharen:

$$\left. \begin{aligned} a_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= h_1 \lambda, \\ a_2(\cos \beta - \cos \beta_0) &= h_2 \lambda, \end{aligned} \right\} \quad (h_1 \text{ und } h_2 \text{ durchlaufen die Reihe der} \\ \text{positiven u. negativen ganzen Zahlen}),$$

deren gemeinsame Achsen parallel zu den beiden Punktreihen a_1 und a_2 liegen. Die wirksamsten Punktreihen sind die am dichtesten

besetzten, im flächenzentrierten Gitter also die Flächendiagonalen. Für eine Flächendiagonale, die bei unserem Silberkristall senkrecht zur Strahlrichtung liegt (z. B. a_1 und a_1' in Fig. 2), haben die ersten Interferenzkegel wegen der kleinen Wellenlänge eine Öffnung von fast 180° ; ihre Schnittkurven mit der Ebene der photographischen Platte entarten deshalb praktisch zu äquidistanten Geraden mit einer Neigung von 45° gegen die Begrenzungslinien der Platte (vgl. Fig. 3). Um das Flächengitterinterferenzbild einer Oktaederebene zu erhalten, müssen wir mit diesen äquidistanten Geraden die Kurvenschar einer zweiten Punktreihe zum Schnitt bringen, die mit der ersten Punktreihe zusammen eine Oktaederebene aufbaut. Als zweite Punktreihe haben wir demnach eine Flächendiagonale in einer parallel zur Strahlrichtung liegenden Würffelfläche zu wählen,

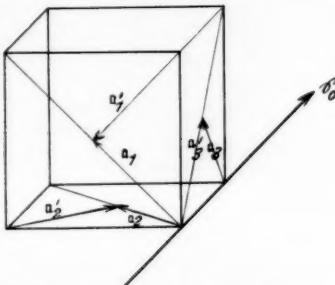


Fig. 2. Zur Flächengitterwirkung der Oktaederebenen; durch je zwei Flächendiagonalen, die nicht in der gleichen Würffelfläche liegen (z. B. $a_1 a_2$, $a_1 a_1'$ usw.), wird eine der vier Oktaederflächen bestimmt

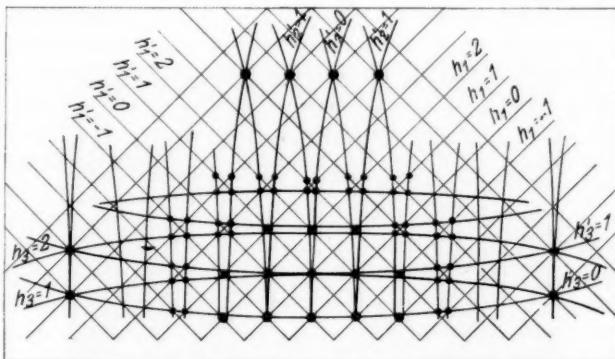


Fig. 3. Schnittkurven der Interferenzkegel von den Punktreihen a_1 , a_1' , a_2 , a_2' , a_3 , a_3' (vgl. Fig. 2) mit der Ebene der photographischen Platte; die Schnittpunkte dieser Kurven geben das beobachtete Interferenzbild Figg. 4 und 5

also z. B. a_2 , a_2' oder a_3 , a_3' (vgl. Fig. 2). Eine solche Flächendiagonale und damit auch die Achsen der entsprechenden Interferenzkegel bilden mit der Strahlrichtung einen Winkel von 45°

(vgl. Fig. 2). In Fig. 3 sind zwei Scharen von Geraden und zweimal zwei Scharen von Parabeln eingetragen; jedes System von Schnittpunkten einer Parabelschar mit einer anderen Parabelschar oder mit einer Geradenschar stellt für sich das Flächengitterinterferenzbild von einer Oktaederebene dar. Man erkennt, daß das System von Kreuzen aus vier Flächengitterinterferenzbildern aufgebaut ist, die den vier verschiedenen Oktaederflächen im Raumgitter entsprechen. In den Aufnahmen, Figg. 4 und 5, ist auch das erste Hauptmaximum deutlich zu erkennen; seine Entstehung im Flächengitterinterferenzbild der Oktaederebenen ist aus der Fig. 3 ersichtlich.

Die bei Bestrahlung unter einem Azimut von 45° beobachtete Aufspaltung in zwei vertikal übereinanderliegende Interferenzpunkte (vgl. oben S. 116) erklärt sich daraus, daß in diesem Falle nur zwei Oktaederebenen als Flächengitter zur Wirkung kommen, weil die beiden anderen parallel zum Strahl liegen.

Es sei aber hier noch einmal hervorgehoben, daß wir, wenn von der Flächengitterwirkung der Oktaederebenen gesprochen wird, keineswegs annehmen, daß es sich um die Wirkung einer *einzelnen* Netzebene handelt. Schon früher war ja gezeigt worden (vgl. Einleitung S. 113), daß ein Kristall noch bis zu einer Größe von etwa 10^{-6} cm hinauf wie ein zweidimensionales Gitter wirken kann, wenn die Wellenlänge wesentlich kleiner ist als die Gitterkonstante und wenn eine Punktreihe des Raumgitters parallel zur Primärstrahlrichtung liegt. Wenn diese Bedingungen erfüllt sind, dann *wirken* eben alle Oktaedernetzebenen eines solchen kleinen Kristalls zusammen wie ein einheitliches Flächengitter; alle diese zwar hintereinander stehenden, aber innerhalb eines gewissen Winkelbereichs mit gleicher Phase streuenden Oktaedernetzebenen tragen infolgedessen zur Intensität des entsprechenden, in Fig. 3 konstruierten Flächengitterinterferenzbildes bei. Durchstrahlt man den Kristall in einem irrationalen Azimut, d. h. so, daß die Strahlrichtung nicht parallel (bzw. nicht annähernd parallel) zu einer einigermaßen dicht besetzten Punktreihe verläuft, dann können die hier beschriebenen Flächengitterinterferenzen nicht auftreten.

Wir sind bei den obigen Betrachtungen von der *Durchstrahlung* eines sehr kleinen Kristalles ausgegangen; es scheint im ersten Augenblick überraschend, daß man diese Betrachtungen zur Deutung der in Figg. 4 und 5 wiedergegebenen Interferenzaufnahmen heranziehen kann, die ja durch Reflexion an dünnen auf Steinsalz aufgedampften Silberschichten entstanden sind. Zum Verständnis



Fig. 4

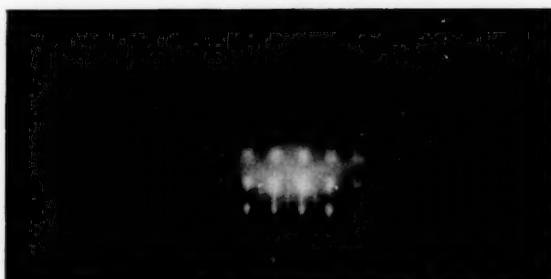


Fig. 5

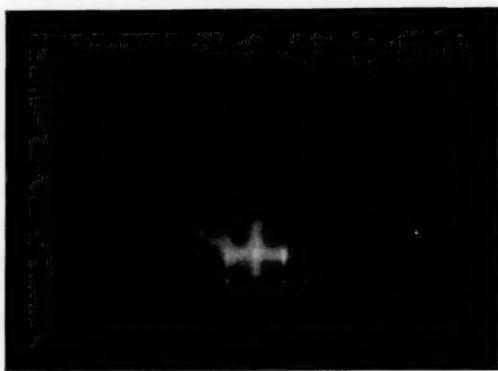
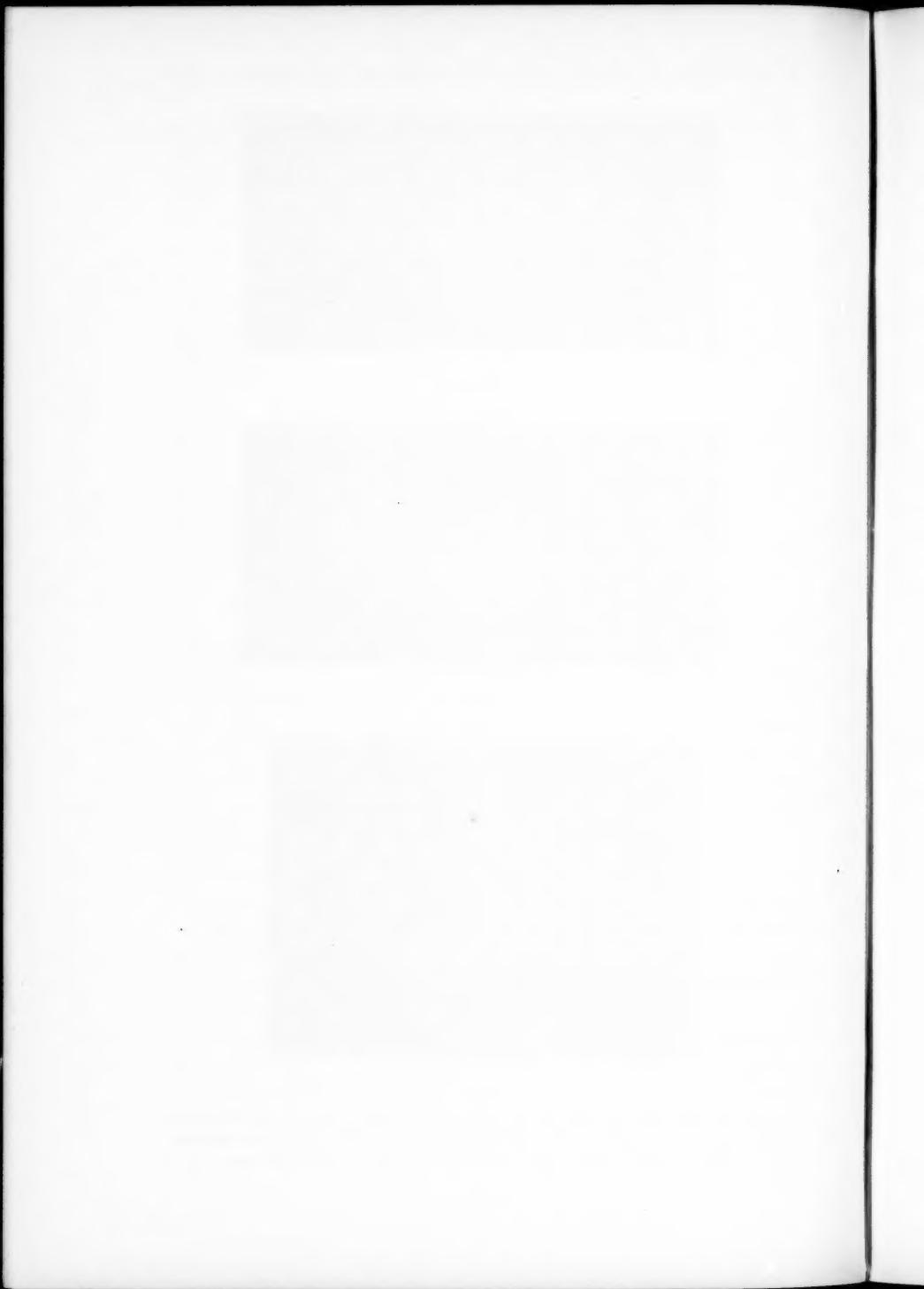


Fig. 6

Figg. 4—6. Reflexionsaufnahmen an dünnen Silberkristallschichten auf Steinsalz. Strahlrichtung parallel zur Würfelkante. $\lambda = 0,058 \text{ \AA}$; Dicke der Schicht: Fig. 4: etwa $10 \text{ m}\mu$, Fig. 5: etwa $30 \text{ m}\mu$, Fig. 6: über $100 \text{ m}\mu$



dieser Erscheinung ist es notwendig, den Aufbau einer solchen dünnen Silberschicht genauer zu betrachten. Beim Beginn des Aufbaus einer solchen Schicht bilden sich offenbar an vielen Stellen Kristallkeime, die unabhängig voneinander zu kleinen Kriställchen heranwachsen. Die Versuchsbedingungen sind dabei so gewählt — Aufwärmtemperatur etwa 200° C — daß alle Kriställchen mit ihrer Würfelkante parallel zur Würfelkante des Steinsalzkristalles liegen. Man kann annehmen, daß die (kubischen) Kriställchen in den drei Dimensionen ungefähr dieselbe Ausdehnung haben. Solange die Schichtdicke noch sehr gering, z. B. etwa 10^{-6} cm ist, können infolgedessen die einzelnen Silberkriställchen, die verstreut auf der Steinsalzoberfläche liegen, von den Kathodenstrahlen passiert werden. Dies ist der Grund dafür, daß man die für die Durchstrahlung eines sehr kleinen Kristalls gezogenen Folgerungen auf die in Figg. 4 und 5 wiedergegebenen Reflexionsaufnahmen anwenden kann. Daß es sich dabei tatsächlich um eine Durchstrahlung kleiner Silberkriställchen handelt, geht übrigens auch daraus hervor, daß man (vgl. Fig. 4) bei sehr dünnen Schichten keinen merklichen Brechungseffekt beobachtet. Wird die Schichtdicke gesteigert, dann werden auch die Kriställchen entsprechend größer. Dies hat zunächst zur Folge — wie man besonders bei der Beobachtung am Leuchtschirm feststellen kann — daß das Hauptmaximum nullter Ordnung sich auf einen immer engeren Winkelbereich zusammenzieht. Mit wachsender Größe der Kriställchen macht sich aber gleichzeitig auch die Reflexion an der Oberfläche der Kriställchen in immer stärkerem Maße bemerkbar. Die bei einer solchen Reflexion auftretende Brechung ist die Ursache für die in Figg. 5 und 6 sichtbare Verbreiterung der innersten Interferenzmaxima in Richtung auf den Durchstoßungspunkt. Eine weitere Wirkung der Oberflächenreflexion sind die vertikalen Striche, die die innersten Interferenzpunkte miteinander verbinden; sie können nach früheren Überlegungen¹⁾ direkt auf eine Flächengitterwirkung der Kristalloberfläche zurückgeführt werden. Bei noch größer werdender Schichtdicke treten die auf die Durchstrahlung zurückzuführenden Erscheinungen immer mehr gegenüber der Oberflächenreflexion zurück, so daß schließlich (vgl. Fig. 6) außer den fast zu Strichen ausgezogenen Interferenzen des nullten Hauptmaximums und einigen schwachen Interferenzpunkten des ersten Hauptmaximums nur noch die mit wachsender Schichtdicke immer stärker herauskommenden Kikuchilinien und -bänder sichtbar sind.

1) F. Kirchner u. H. Raether, Phys. Ztschr. **33**, S. 510. 1932.

Auf eine merkwürdige Erscheinung, die in Fig. 5 sichtbar ist, soll noch kurz eingegangen werden. Außer den Strichen, welche die innersten Interferenzpunkte in vertikaler Richtung verbinden, liegen auch in halbem Abstand dazwischen zwar sehr schwache, aber scharfe Striche, die ein Intensitätsmaximum in halber Höhe zwischen den Interferenzpunkten zu haben scheinen. Man könnte zunächst an eine Beladung der Oberfläche mit Gasatomen denken, die den doppelten Abstand haben, wie die darunter liegenden Silberatome; hiergegen spricht aber die eigenmächtige Intensitätsverteilung auf den Strichen, zu deren Erklärung man eine Gasschicht von mehreren Atomlagen übereinander annehmen müßte. Wir glauben, daß man auch für diese Erscheinung die Erklärung in der Tatsache suchen muß, daß es sich um die Bestrahlung von sehr kleinen Kristalleinheiten handelt. Man kann nämlich die Striche als Schnittkurven der Ausbreitungskugel mit den parallel zur Würffelfläche verlaufenden Netzebenen des reziproken Gitters auffassen. Diese Netzebenen sind die reziproken Gebilde zu den Punktreihen des ursprünglichen Gitters; die entsprechende Punktreihe verläuft senkrecht zum Strahl und in der Kristalloberfläche.

Schließlich sei noch daran erinnert, daß man die Interferenzkreuze, wie sie in Figg. 4 und 5 sichtbar sind, nicht nur in Reflexionsstellung, sondern auch bei der Durchstrahlung einer vom Steinsalzkristall abgelösten dünnen Silberschicht findet. Die dabei auftretenden Erscheinungen werden von L. Brück eingehend studiert; über das Ergebnis wird er in seiner Dissertation berichten.

Zur Durchführung der experimentellen Untersuchungen stellte die Johann Hampsohn-Stiftung H. Lassen Mittel zur Verfügung, wofür auch an dieser Stelle bestens gedankt sei.

Zusammenfassung

Bei der Untersuchung dünner Silberschichten wurde ein neuer Typus von Kristallgitterinterferenzen gefunden: Die Interferenzpunkte am Rande des nullten Hauptmaximums lösen sich in kreuzförmige Gebilde auf. Diese Interferenzkreuze werden — einerseits an Hand des reziproken Gitters und der Ewaldschen Ausbreitungskugel, andererseits auf Grund der elementaren Konstruktion der Flächengitterinterferenzbilder — auf eine Flächengitterwirkung der Oktaedernetzebenen von sehr kleinen Kriställchen zurückgeführt.

Aus der Tatsache, daß solche Flächengitterinterferenzkreuze auch auf den Reflexionsaufnahmen an sehr dünnen Silberschichten auftreten, wird der Schluß gezogen, daß in diesem Falle die Interferenzen bei der Durchstrahlung von vielen kleinen Silberkriställchen entstehen, die — exakt parallel orientiert — auf der Oberfläche verstreut sind. Bei dickeren Silberschichten verschwinden die Interferenzkreuze. Dafür macht sich die Reflexion an der Oberfläche größerer Kriställchen immer stärker bemerkbar (Brechungseffekt; vertikale Interferenzlinien); außerdem treten dann die Kikuchilinien und -bänder stark hervor.

Köln, Institut für techn. Physik, 27. Juli 1935.

(Eingegangen 30. Juli 1935)

**Über die Kohärenzlänge
des von Kanalstrahlen emittierten Lichtes**
Von W. Gerlach und E. Rüchardt

(Mit 1 Figur)

1. Aus der von Einstein¹⁾ gegebenen Theorie des sogenannten „Spiegeldrehversuches“ schien hervorzugehen, daß (vgl. Fig. 1) der Abstand Linse—Verteilerplatte—Drehspiegel (LS_0S_1) gleich der Brennweite der Linse L sein müsse. Einstein drückt dies so aus, daß der in unendlichem Abstand von der Linse auf ihrer Achse zu denkende „Ersatzkanalstrahl“ auf dem Drehspiegel abgebildet sein muß

(„Abbildungsbedingung“). Herr E. Rupp hat als letzte Entgegnung²⁾ in einer Diskussion³⁾, die sich an H. Straubs⁴⁾ Nach-

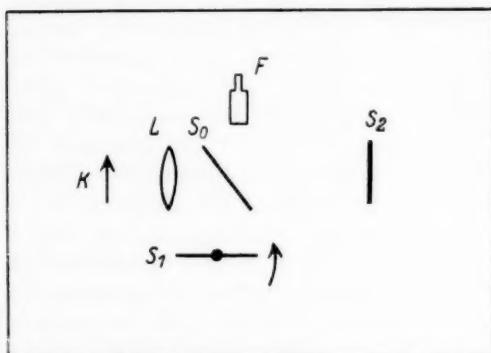


Fig. 1. K Kanalstrahl; L Linse; S_0 Verteilerplatte; S_2 fester Spiegel; S_1 Drehspiegel; F Beobachtungsfernrohr. Figur aus A. Einstein, Berl. Akad., a. a. O. Die Richtung des Pfeils für den Drehsinn des Spiegels ist in Einsteins Figur irrtümlich entgegengesetzt gerichtet (vgl. u. unter 2)

prüfung einer älteren Arbeit Rupps⁵⁾ anschloß, zwei Lichtbilder veröffentlicht; in den Unterschriften zu denselben steht (außer den Versuchsdaten): Fig. 1 „deutliche Interferenzen“ bei Erfüllung dieser Abbildungsbedingung; Fig. 2 „Abbildungsbedingung also nicht erfüllt, daher keine Interferenzen“. — Abgesehen davon,

- 1) A. Einstein, Berl. Ber. **25**, S. 334. 1926.
- 2) E. Rupp, Ann. d. Phys. [5] **8**, S. 293. 1931.
- 3) E. Rupp, Ann. d. Phys. [5] **7**, S. 381. 1930; **8**, S. 293. 1931; H. Straub, Ann. d. Phys. [5] **8**, S. 286. 1931; **10**, S. 670. 1931.
- 4) H. Straub, Ann. d. Phys. [5] **5**, S. 644. 1930.
- 5) E. Rupp, Berl. Ber. **25**, S. 341. 1926.

daß man bezweifeln muß, daß die auf Fig. 1 zu sehenden, in Breite, Länge und Abstand schwankenden Lichtflecke eine einheitliche Interferenzerscheinung darstellen, ist *dieses in Figg. 1 und 2 enthaltene Versuchsergebnis im völligen Widerspruch zu der Theorie, da sich ganz elementar zeigen läßt, daß die sogenannte Abbildungsbedingung gar nicht erfüllt zu sein braucht.* Es ist dies am einfachsten aus einer elementaren Darstellung der Theorie des Versuches zu ersehen, die der eine von uns kürzlich an anderer Stelle¹⁾ veröffentlicht hat. Aus dem dort behandelten Spezialfall (Kanalstrahl in der Brennebene der Linse) schließt man ohne weiteres, daß der Erfolg des Interferenzversuches nicht davon abhängt, ob der Abstand LS_0S_1 mit der Linsenbrennweite übereinstimmt oder nicht. Dieser Schluß bleibt auch für den allgemeinen Fall eines beliebigen Abstandes des Kanalstrahles von der Linse richtig, weil das Ergebnis des Interferenzversuches von dem *Abstand der Lichtquelle* unabhängig ist. Man vergleiche hierzu die Arbeit von Einstein. Rupp hätte also, wenn sein Versuch in Ordnung gewesen wäre, auf *beiden* Bildern Interferenzen erhalten müssen.

2. Einstein hat in einer schematischen Zeichnung, die in Fig. 1 dieser Note ihren Dimensionen nach kopiert ist, den Drehsinn der Spiegeldrehung eingezeichnet, mit welcher man beim Übergang von Ruhelampe zum bewegten Leuchten die dabei zunächst verschwindenden Interferenzen wieder auftreten lassen soll. Jedoch enthält diese Zeichnung ein Verschulden: da der Drehspiegel S_1 näher an der Verteilerplatte S_0 ist als der feste Spiegel S_2 und der Kanalstrahl von unten nach oben läuft, muß der Drehsinn gerade umgekehrt sein als von Einstein gezeichnet. (In Fig. 1 dieser Notiz haben wir den richtigen Drehsinn angegeben!) Aus Rupps Beschreibungen, Zahlenangaben und Figuren geht eindeutig hervor, daß *seine angebliche quantitative Bestätigung der Theorie mit der verkehrten Drehrichtung des Spiegels ausgeführt ist.* Hieran kann gar kein Zweifel bestehen, denn der von ihm benutzte, aber *falsche* Drehsinn ist in der Akademiearbeit, S. 348/349, im Text zweimal mit Pfeilkizzen beschrieben. Auch hier ist also eine fehlerhafte Angabe in Einsteins Arbeit von Rupp experimentell verifiziert.

Wir glauben nach wie vor, daß der negative Ausfall von Straubs Experimenten seine richtige Erklärung in der Inhomogenität der Geschwindigkeit der bisher allein benutzten inhomogenen Hg-Kanalstrahlen hat, wie Straub auf Grund sorgsamer Versuche be-

1) E. Rüchardt, Handwörterbuch d. Naturwiss. 5. S. 754. 1935, vgl. besonders Abs. f) und Fig. 17 auf S. 766.

hauptet¹⁾). Rupp hat zwar später uns gegenüber behauptet, den Versuch auch mit „nachbeschleunigten“ und daher homogenen Strahlen ausgeführt zu haben; abgesehen davon, daß die oben genannten Einwände auch dann bestehen bleiben, kann sich jeder Sachverständige davon überzeugen, daß die von Rupp benutzte Anordnung zur Erzeugung leuchtender, homogener Hg-Kanalstrahlen gänzlich ungeeignet ist.

Wir halten aus allen diesen Gründen nach wie vor an unserer Meinung fest, daß der sogenannte „Spiegeldrehversuch“ noch niemals mit positivem Ergebnis ausgeführt worden ist.

1) H. Straub, Ann. d. Phys. [5] **10**. S. 670. 1931.

München, Physik. Institut der Universität, September 1935.

(Eingegangen 10. September 1935)

Anmerkung der Redaktion:

Auch aus anderen Zuschriften ersehen wir, daß die bei neueren Arbeiten E. Rupps festgestellte Unzuverlässigkeit (vgl. E. Rupp, Ann. d. Phys. [5] **23**. S. 760. 1935; Ztschr. f. Phys. **95**. S. 801. 1935 und C. Ramsauer, Ztschr. f. Phys. **96**. S. 278. 1935) auch bei früheren Veröffentlichungen dieses Autors behauptet wird.

Wir beabsichtigen nicht, weitere Einzelerörterungen darüber zu bringen, müssen vielmehr den Lesern die angemessene Vorsicht überlassen.

Die Redaktion

**Eine Methode zur gleichzeitigen Bestimmung
von Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit
von leitenden Stoffen bei Hochfrequenz
(Zwei-Phasen-Brücke)**

Von H. Gross¹⁾ und I. Hausser

(Mit 18 Figuren)

Inhaltsverzeichnis: A. Theorie der Methode. — B. Die Meßanordnung: I. Die Verstärker; a) Theorie und Wirkungsweise; b) Aufbau; II. Der Phasenschieber: a) Der Grundgedanke; b) Anordnung des Phasenschiebers; c) Kontrollmessungen am Phasenschieber; d) Justierung und Eichung des Phasenschiebers; III. Die Brücke: a) Forderungen und Schwierigkeiten; b) Anordnung und Aufbau; c) Voruntersuchungen in der Brücke; d) Fehlerquellen; IV. Hilfsmittel; a) Spannungsmesser und Nullinstrument; b) Die Kondensatoren. — C. Zusammenfassung. — Literaturverzeichniss.

Physiologische, physikalische und chemische Probleme, die sich aus den Arbeiten am Kaiser Wilhelm-Institut für medizinische Forschung ergaben, ließen es als wünschenswert erscheinen, eine Methode auszubilden, die es gestattet über weite Bereiche der Leitfähigkeit und der Frequenz Gesetzmäßigkeiten zu untersuchen, denen die Dielektrizitätskonstante (DK.) und die Leitfähigkeit von Elektrolyten genügen.

Die gesuchte Methode soll z. B. die Bestimmung der DK. und der Leitfähigkeit von Aminosäuren und Eiweißen und die Untersuchung einer in Frage stehenden Schwankung der DK. des Muskels bei der Kontraktion ermöglichen. In physikalischer Hinsicht könnte man mit einer solchen Methode durch Messungen der Dispersion der DK. und der Leitfähigkeit in weitem Frequenzbereich umfangreiches Material zum weiteren Ausbau der Debye-Falkenhagenschen Theorie der Elektrolyte heranschaffen. Für chemische Probleme sind Beiträge zur Strukturanalyse und Messungen des Dissoziationsgrades amphoterer Elektrolyte als Funktion der p_H -Konzentration zu erwarten.

Methoden, die hier Anwendung finden könnten, sind von O. Blüh⁽¹⁾ und von W. Ziegler⁽²⁾ zusammengestellt worden.

1) Dissertation der Naturwissenschaftlich-Mathematischen Fakultät der Universität Heidelberg.

Meistens wurden diese Methoden zur Untersuchung der Konzentrationsabhängigkeit der DK. von Elektrolyten herangezogen. Grundsätzliche Übereinstimmung mit der Debyeschen Theorie fanden vor allem M. Wien (3) mit einer Barrettermethode bei mittlerer Leitfähigkeit, Weber und Graffunder (4) mittels einer Schwebungsmethode, Lattey und Davies (5) und Jeżewski und Kamecki (6) mit Resonanzmethoden. Viele andere Arbeiten mit der gleichen Fragenstellung lieferten entweder zu geringe Effekte oder ihre Ergebnisse zeigten starke Abweichungen von der Theorie, wie z. B. die nach der Fürthschen (7) Kraftwirkungsmethode ausgeführten Messungen. Im Gebiet größerer Leitfähigkeit hat H. Zahn (8) Relativmessungen mit stehenden Wellen vorgenommen. Mit Ausnahme der Kraftwirkungsmethoden müssen alle Methoden, die durch die Verluste bedingten Phasenverschiebungen oder Resonanzverlagerungen irgendwie berücksichtigen, wenn eine bestimmte Leitfähigkeit überschritten wird. Z. B. werden nach den Arbeiten von Weber und Graffunder die Verluste durch die Widerstände von Elektronenröhren ausgeglichen. M. Wien zieht aus der Breite der Resonanzkurven Schlüsse auf die Verluste. Nach der Nernstischen (9) Brückenmethode wird in den Vergleichszweig ein Flüssigkeitswiderstand eingeschaltet.

Die in der vorliegenden Arbeit entwickelte Methode ist eine neuartige Brückenmethode, die es gestattet, Betrag und Verlustwinkel eines Wechselstromwiderstandes ohne Anwendung von geeichten Kompensationswiderständen bei Hochfrequenz zu bestimmen.

A. Theorie der Methode

Bei einer gewöhnlichen Wechselstrombrücke, die aus den reinen Kapazitäten C_1 , C_2 , C_3 , C_4 bestehen möge, gilt für die Stromlosigkeit des Nullinstrumentes: $C_1 \cdot C_3 = C_2 \cdot C_4$. Hat aber eine Kapazität Verluste, ist ihr z. B. ein Ohmscher Widerstand parallel geschaltet zu denken, so haben die Ströme in den beiden Zweigen einen Phasenunterschied, der durch Parallelschalten eines entsprechenden Ohmschen Widerstandes zur Vergleichskapazität abgeglichen werden kann. Bei geringen Verlusten und langsamen Frequenzen, besonders wenn die Größe der Leitfähigkeit nicht bestimmt werden soll, ist das nicht schwer. Bei größerer Leitfähigkeit und hohen Frequenzen aber wird die Abgleichung erheblich schwieriger und die Messungen ungenauer, da sie eine genaue Kenntnis von Betrag und Phasenwinkel des Abgleichwiderstandes erfordern.

In dieser Arbeit wird die Phasenabgleichung auf eine andere Weise vorgenommen, die zugleich eine genaue Messung des Verlust-

winkels und damit des ihn verursachenden Verlustwiderstandes erlaubt. Fig. 1 zeigt die Schaltung der dazu verwendeten Brücke, welche eine an einer Stelle geöffnete gewöhnliche Wechselstrombrücke ist, die jedoch mit zwei EMKK. \mathfrak{E}_m und \mathfrak{E}_v arbeitet. Meßzweig I besteht aus der reinen Kapazität C_1' und einem Aggregat

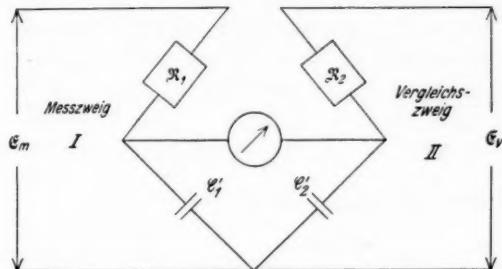


Fig. 1. Schaltung der Zwei-Phasen-Brücke

mit der Impedanz R_1 und wird von \mathfrak{E}_m gespeist. Im Vergleichszweig II liegen die reine Kapazität C_2' und die Impedanz R_2 mit der Spannungsquelle \mathfrak{E}_v . \mathfrak{E}_m und \mathfrak{E}_v sind von gleicher Frequenz und werden ihrem Betrage nach gleich gemacht. Während \mathfrak{E}_m einen bestimmten festen Phasenwinkel hat, ist es möglich der \mathfrak{E}_v jeden beliebigen Phasenwinkel beizulegen, ohne dabei ihre Größe zu ändern.

Bei Stromlosigkeit des Nullinstrumentes gilt auch hier, daß die Ströme in beiden Zweigen einander phasengleich sein müssen und ihre Beträge im Verhältnis $C_1':C_2'$ zueinander stehen müssen. Da die Phase der EMK. \mathfrak{E}_v und damit die Phase des Stromes I_2 im Vergleichszweig II durch einen Phasenschieber gleich der Phase des Stromes I_1 im Meßzweig I gemacht werden kann, brauchen nur noch die Beträge der Ströme abgeglichen zu werden. Bei Stromlosigkeit des Nullinstrumentes gilt also hier $n \cdot I_2 = I_1$, unter der Voraussetzung, daß $C_1':C_2' = n:1$ und $|\mathfrak{E}_m| = |\mathfrak{E}_v|$ ist. Daraus folgt die Nullbedingung für die Widerstandsvektoren: $n|\mathfrak{S}_1| = |\mathfrak{S}_2|$, wenn man mit \mathfrak{S}_1 und \mathfrak{S}_2 die Gesamtipedanzen der beiden Zweige bezeichnet.

Falls R_1 und R_2 reine kapazitive Widerstände sind, nehmen die Impedanzen die Werte an:

$$\mathfrak{S}_1 = -j \frac{C_1 + C_1'}{\omega C_1 C_1'} = -j b_1$$

und

$$\mathfrak{S}_2 = -j \frac{C_2 + C_2'}{\omega C_2 C_2'} = -j b_2.$$

Nach Betrag und Winkel werden diese Widerstandsvektoren durch die Strecken b_1 und b_2 (Figg. 2a und 2b) dargestellt, die im Falle des Brückengleichgewichtes einander parallel und gleich groß sind, wenn $n = 1$, also $C_1' = C_2' = C'$ der einfacheren Darstellung wegen vorausgesetzt wird. Ist $n \neq 1$, so muß man sich bei der graphischen Darstellung sinngemäß den einen Vektor mit n multipliziert denken.

Wird nun zu C_1 ein reiner Ohmscher Widerstand R parallel geschaltet, so ändert sich \mathfrak{S}_1 in Betrag und Richtung. Es wird

$$\mathfrak{S}_1' = \frac{R}{N} - j \frac{R^2 \omega^2 C_1 C' + N}{N \omega C'} = a_1' - j b_1',$$

wobei

$$N = 1 + R^2 \omega^2 C_1^2.$$

Die Komponenten von \mathfrak{S}_1' sind also a_1' und $j b_1'$. \mathfrak{S}_1' ist gegen \mathfrak{S}_1 und auch gegen \mathfrak{S}_2 um den Verlustwinkel φ gedreht und dem Betrage nach verkleinert worden.

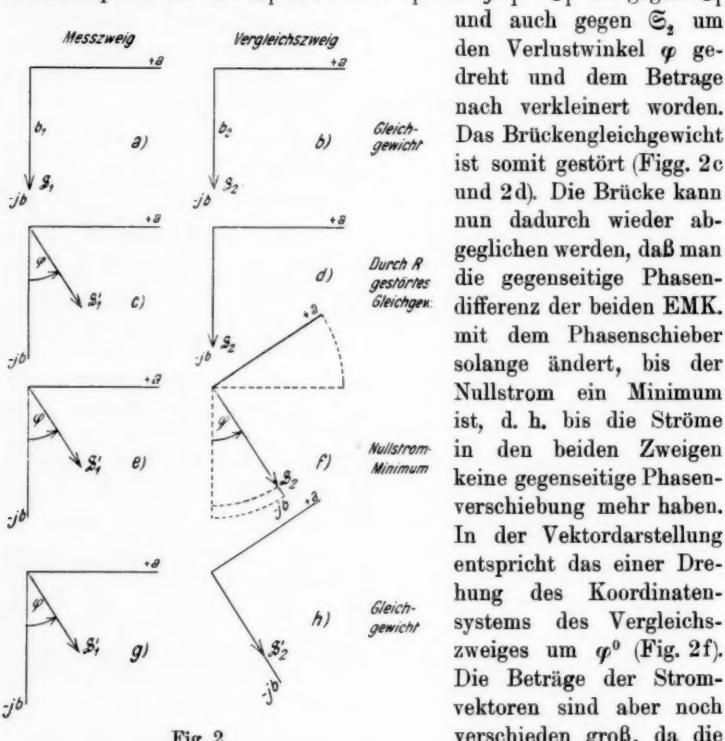


Fig. 2

vektoren noch nicht übereinstimmen. Kapazität C_2 auf \tilde{C}_2 kann man dann

Durch Vergrößern der

Nullinstrument ganz

stromlos machen. Für diesen Wert \bar{C}_2 ist der Strom in \mathfrak{S}_2' jetzt auch der Größe nach dem Strom in \mathfrak{S}_1' gleich (Figg. 2g und 2h). Die Nullbedingung für die Widerstandsvektoren $|\mathfrak{S}_1'| = |\mathfrak{S}_2'|$ ist erfüllt. Der Betrag von \mathfrak{S}_2' ist

$$|\mathfrak{S}_2'| = \frac{\bar{C}_2 + C'}{\omega \bar{C}_2 C'}.$$

Die gleichen Überlegungen gelten, wenn gleichzeitig Ohmscher Widerstand R und reine Kapazität C_x parallel zu C_1 geschaltet werden. Es tritt dann nur in dem Ausdruck für \mathfrak{S}_1' an Stelle von C_1 der Wert $C_1 + C_x$. Vergleicht man die Figg. 2g und 2h miteinander, so findet man für a_1' und b_1' , in denen die gesuchten Größen R und C_x enthalten sind, folgende Beziehungen:

$$a_1' = \frac{R}{N}, \quad b_1' = \frac{R^2 \omega^2 C C' + N}{N \omega C'}.$$

Darin bedeuten $N = 1 + R^2 \omega^2 C^2$ und $C = C_x + C_1$. Außer R und C_x sind alle anderen Größen bekannt.

Aus den Beziehungen

$$\sin \varphi = \frac{a_1'}{|\mathfrak{S}_2'|} \quad \text{und} \quad \cos \varphi = \frac{b_1'}{|\mathfrak{S}_2'|}$$

gelangt man zu den Endformeln für die Unbekannten R und C_x :

$$(1) \quad R = \frac{\bar{C}_2^2 - 2 \bar{C}_2 (\bar{C}_2 + C') \cos \varphi + (\bar{C}_2 + C')^2}{\omega \bar{C}_2 C' (\bar{C}_2 + C') \sin \varphi};$$

$$(2) \quad C = \frac{\bar{C}_2 C' (\bar{C}_2 + C') \cos \varphi - \bar{C}_2^2 C'}{\bar{C}_2^2 - 2 \bar{C}_2 (\bar{C}_2 + C') \cos \varphi + (\bar{C}_2 + C')^2}.$$

Im folgenden sollen an Hand von Tabellen und Kurven die Möglichkeiten der Schaltung gezeigt werden, aus denen umgekehrt bei bestimmt vorgegebenen Größen der Leitfähigkeit und Kapazität des Meßkondensators die günstigste Schaltung ausgewählt werden kann. Bei der Aufstellung der Tabelle mußte gefragt werden, wie sich Größe und Richtung des Vektors \mathfrak{S}_1' bei Änderung von R ändert. Nach den Formeln

$$(3) \quad \bar{C}_2 = \frac{C' (1 + R^2 \omega^2 C^2) \sin \varphi}{R \omega C' - (1 + R^2 \omega^2 C^2) \sin \varphi},$$

$$(4) \quad \cotg \varphi = R \omega C \left(1 + \frac{C}{C'}\right) + \frac{1}{R \omega C'}$$

wurden die in der Tab. 1 zusammengestellten Werte des Verlustwinkels φ in Graden und der erforderlichen Vergleichskapazität \bar{C}_2 in Zentimetern in Abhängigkeit von dem Verlustwiderstand R , der Meßkapazität C und der Wellenlänge berechnet. C' wurde überall zu 10^4 cm konstant angenommen. In den Figg. 3 und 4 sind diese errechneten Werte graphisch aufgetragen.

Aus diesen rechnerischen Untersuchungen kann folgendes entnommen werden: Der kleinste Widerstand, parallel zur Meßkapazität C , der bei diesen Frequenzen noch Messungen zuläßt, wird zwischen 10 und 20 Ohm liegen und ist durch die Genauigkeit des Wertes der Vergleichskapazität C_2 bedingt. 5000—6000 cm dürfte für C_2 die gut realisierbare obere Grenze sein. In derjenigen Schaltung wird es sich am genauesten messen lassen, für die die

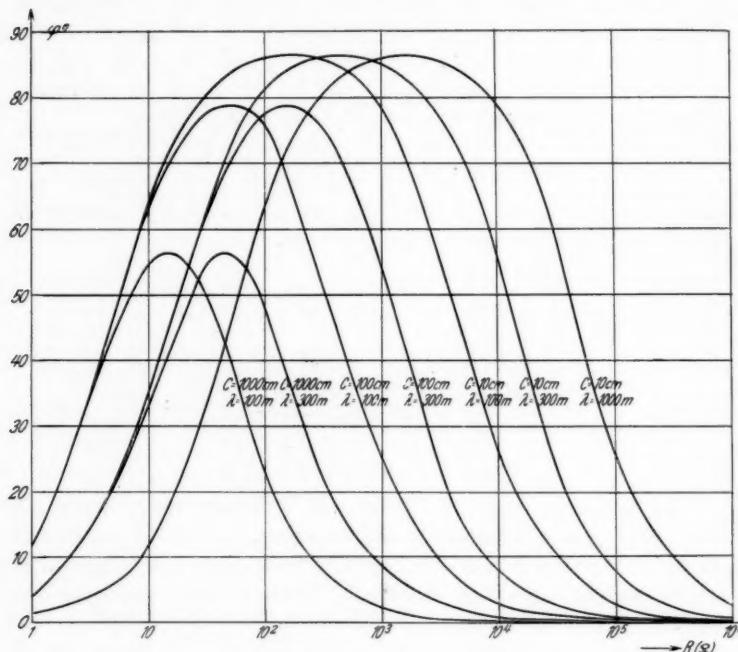


Fig. 3. Der Verlustwinkel φ berechnet nach Gl. (4)

Kurve des Verlustwinkels relativ am steilsten ist. Die obere Grenze für die Meßbarkeit der Widerstandsgröße R hängt stark von der Wellenlänge ab. Sie dürfte für $\lambda = 100$ m bei einer Meßgenauigkeit von 1% bei 10^4 Ohm, für 300 m bei $5 \cdot 10^4$ Ohm und für 1000 m bei $2 \cdot 10^5$ Ohm liegen.

Die Methode der Zwei-Phasen-Brücke gestattet also aus dem gemessenen Verlustwinkel φ und der gemessenen Vergleichskapazität C_2 die Berechnung von Kapazität und Verlustwiderstand eines mit Verlusten behafteten Kondensators. Dabei müssen aber

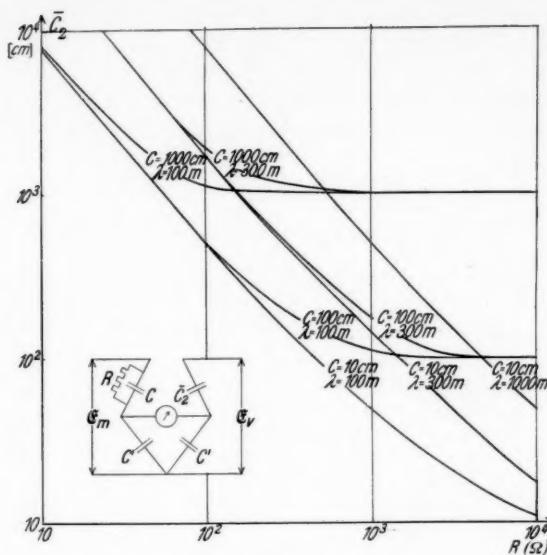

 Fig. 4. Die Vergleichskapazität \bar{C}_2 berechnet nach Gl. (3)

Tabelle 1

| R [Ω] | C = 10 cm | | | C = 100 cm | | | C = 1000 cm | |
|----------|-------------|-------|--------|-------------|-------|--------|-------------|--|
| | $\lambda =$ | | | $\lambda =$ | | | $\lambda =$ | |
| | 100 m | 300 m | 1000 m | 100 m | 300 m | 100 m | 300 m | |
| 10^6 | 0,3 | 0,8 | 2,8 | 0,0 | 0,1 | 0,0 | 0,0 | |
| | 10,005 | 10,02 | 10,3 | 100,0 | 100,0 | 1000,0 | 1000,0 | |
| 10^5 | 2,8 | 7,9 | 25,0 | 0,5 | 0,8 | 0,0 | 0,1 | |
| | 10,01 | 10,23 | 10,9 | 100,0 | 100,1 | 1000,0 | 1000 | |
| 10^4 | 25,2 | 54,5 | 78,1 | 2,8 | 8,0 | 0,25 | 0,8 | |
| | 11,1 | 17,52 | 49,0 | 100,1 | 101 | 1000 | 1001 | |
| 10^3 | 77,8 | 85,1 | 86,0 | 25,0 | 53,8 | 2,4 | 7,3 | |
| | 48,9 | 145,5 | 501 | 111,5 | 174,8 | 1002 | 1014 | |
| 10^2 | 86,1 | 81,5 | 64,4 | 75,6 | 77,9 | 22,8 | 47,3 | |
| | 500 | 1630 | 7570 | 507 | 1650 | 1122 | 1871 | |
| 10 | 64,4 | 34,9 | 11,8 | 63,3 | 34,7 | 54,6 | 33,4 | |
| | 7570 | — | — | 8110 | — | 8025 | — | |
| 1 | 11,9 | 4,0 | 1,2 | 11,9 | 4,0 | 11,8 | 3,9 | |
| | — | — | — | — | — | — | — | |

Die obere Zahl je eines Zahlenpaars bedeutet den Verlustwinkel φ in Graden, die untere Zahl die Vergleichskapazität C_2 in Zentimetern.

alle in die Rechnung eingehenden Brückekapazitäten in ihren Absolutwerten bekannt sein. Weiterhin muß man die Frequenz des Meßstromes kennen.

Eine Erweiterung der Methode, hinsichtlich der Empfindlichkeit und der Grenzen, kann dadurch erzielt werden, daß statt bei Gleichheit von C_1' und C_2' eine Verschiedenheit beider, also $n \neq 1$, gewählt wird.

B. Die Meßanordnung

Eine Übersicht über die Gesamtanordnung zeigt Fig. 5. Der Sender wirkt auf den Primärkreis, der auf der Gitterseite des Resonanzverstärkers I liegt. Mit dem Primärkreis ist der auf der

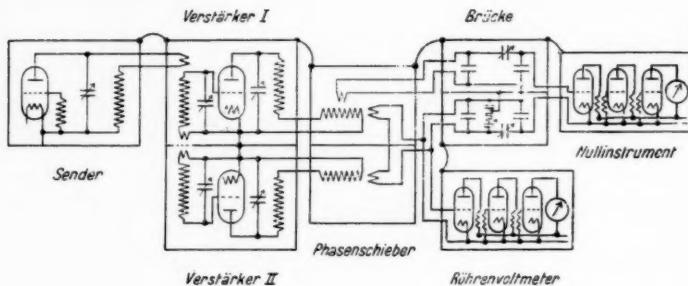


Fig. 5. Übersicht über die Gesamtanordnung

Gitterseite des Resonanzverstärkers II liegende Sekundärkreis gekoppelt. Bei Resonanz haben dann bekanntlich die an den Gittern liegenden Spannungen gegenseitig 90° Phasenverschiebung. Unter der Voraussetzung, daß die Phasenverschiebung beim Durchgang durch die Verstärkerstufen aufrecht erhalten werden kann, haben auch die entsprechenden Anodenwechselströme 90° Phasendifferenz. Diese erzeugen im Phasenschieber in ihrem Zusammenwirken auf zwei kleine in Reihe geschaltete Drehspulen eine Wechsel-EMK. \mathcal{E}_v , die jeden beliebigen Phasenwinkel gegen eine feste EMK. \mathcal{E}_m bei konstanter Amplitude annehmen kann. Die zweite in der Brücke benötigte EMK. \mathcal{E}_m wird durch Ankopplung an den Anodenkreis einer der Verstärker erhalten. Ein Punkt der schon oben angegebenen Brückenschaltung bekommt mit Hilfe einer Wagnerschen Hilfsbrückenanordnung Nullpotential. Der Nullstrom bei Brückengleichgewicht wird mit einem Verstärker beobachtet. Die EMKK. \mathcal{E}_v und \mathcal{E}_m werden mittels Röhrenvoltmeter abgeglichen.

I. Die Verstärker

a) Theorie und Wirkungsweise

In dem schon genannten Phasenschieber werden zwei Ströme gebraucht, die genau 90° gegenseitige Phasenverschiebung haben. Es wird bei diesem Phasenschieber von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß in zwei lose miteinander gekoppelten Schwingkreisen die Ströme um 90° gegeneinander verschoben sind. Die an den Kondensatoren zweier solcher Schwingkreise herrschenden Spannungen steuern jede für sich eine Verstärkeröhre in Resonanzschaltung. Würden beide Verstärker die gleichen Betriebsverhältnisse, z. B. gleichen Leitungswiderstand, gleiche Isolation, gleichen Röhreninnenwiderstand haben, so müßten ihre Anodenwechselströme auch um 90° gegeneinander verschoben sein. Diese Bedingungen sind natürlich nicht erfüllt. Durch zusätzliche Ohmsche Widerstände könnte man solche Verschiedenheiten ausgleichen. Bequemer aber ist folgender Weg: Strom und Spannung eines Schwingkreises sind nur bei Resonanz in Phase. Schon eine geringe Verstimmung bewirkt eine große Phasenverschiebung. Man braucht sich also z. B. im Gitterkreis II nur nach der entsprechenden Seite aus der Resonanzlage zu entfernen, um den beiden Anodenwechselströmen eine gegenseitige Phasenverschiebung von genau $\pi/2$ zu erteilen.

b) Aufbau

Die ungedämpften Schwingungen werden von einem Sender mit einer Telefunkenzähne RV 258 für den Wellenbereich 50—3000 m erzeugt. Die Röhre ist mit einem luftgekühlten, doppelwandigen Messingzylinder umgeben. Der Sender ist sorgfältig metallisch abgeschirmt und befindet sich samt seiner Heizbatterie in einem weiteren Abschirmkasten. In der Anodenleitung liegt eine Siebkette, um unerwünschte Kopplungen zu vermeiden.

Mit der Senderspule ist eine kleine drehbare Kopplungsspule K_1 in Reihe geschaltet, die am Eingang des ersten Verstärkers gelagert ist (Fig. 6). Diese induziert in der Spule L_1 des Primärkreises eine EMK., die auf die Senderfrequenz abgestimmt wird. Eine im Primärkreis liegende kleine Kopplungsspule K_2 wirkt induzierend auf eine drehbare Kopplungsspule K_3 im Sekundärkreis mit der Induktivität L_1' , die zum zweiten Verstärker gehört. Durch ein zwischen K_2 und K_3 liegendes geerdetes Schutzgitter wird eine rein magnetische Kopplung erzielt. Die um $\pi/2$ gegenseitig verschobenen Spannungen steuern je eine Telefunkenzähne RV 2400. Da die Spannung im Primärkreis größer als die im Sekundärkreis

ist, im Phasenschieber aber gleich große Wechselströme benötigt werden, wird die Wechselspannung im Primärkreis mittels kapazitiven Spannungsteilers (C_s und C'_s) unterteilt. Die Gittervorspannung erhält die Röhre in diesem Verstärker über einen Widerstand von 100 T Ohm. Um Selbsterregung der Röhren über ihre Gitter-anodenkapazität zu verhindern, wird eine gitterseitige Neutralisationsschaltung angewandt. Anodenseitig bestehen die Resonanzverstärker aus den variablen Kapazitäten C_{A_1} bzw. C_{A_2} und den Induktivitäten L_2 und L_3 bzw. L'_2 und L'_3 . L_2 und L_3 sind die

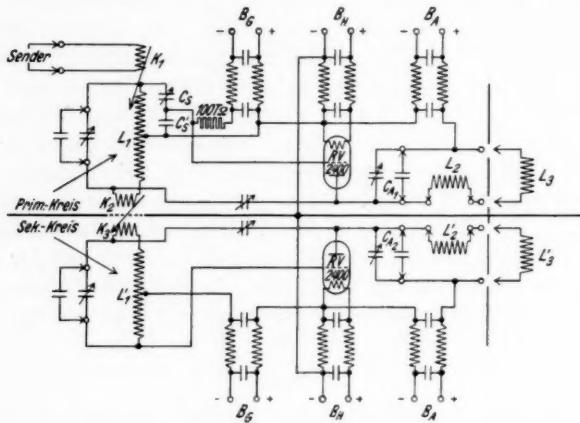


Fig. 6. Die Verstärkerschaltung

Zylinderspulen des Phasenschiebers. Die Induktivitäten L_1 , L_2 , L'_1 , L'_2 sind für verschiedene Frequenzen auswechselbar. Sie bestehen aus Zylinderspulen und haben durch Abstandwicklung eine geringe Eigenkapazität. Alle Kapazitäten der Verstärker bestehen aus je einem Drehkondensator von maximal 200 cm und steckbaren Glimmerkondensatoren. Die Drehkondensatoren und Kopplungsspulen sind von außen zu bedienen und haben je eine Messingscheibe mit Gradeinteilung, Feineinstellung, Nonius- und Arretierungseinrichtung. Die Spannungen für Heizung, Anode und Gitter werden den Röhren über abgeschirmte Siebketten zugeführt.

Die beiden Verstärker sind in einem gemeinsamen Kasten mit Zwischenwand eingebaut. Der Kasten ist mit Kupferblech ausgeschlagen und hat zwei aufschraubbare Seitenwände. Die Röhren sind zur Luftkühlung mit einem doppelwandigen, oben und unten offenen Messingzylinder umgeben. Der negative Pol der Heiz-

batterie ist vor der Siebkette mit dem Kupferbelag des Kastens verbunden, wodurch ein definiertes Nullpotential, auch für die übrige Schaltung, geschaffen wurde.

Da in den Zylinderspulen reine Sinusströme benötigt werden, müssen sie von Oberschwingungen befreit und unverzerrt sein. Diese Forderung ist dadurch erfüllt, daß jede der beiden EMKK. zweimal in den Resonanzkreisen der Verstärker ausgesiebt wird und außerdem in den Verstärkern auf dem geraden Teil der Röhrencharakteristik im Gebiet negativer Gitterspannungen gearbeitet wird.

II. Der Phasenschieber

a) Der Grundgedanke

Dem Phasenschieber liegen die Überlegungen des magnetischen Drehfeldes zugrunde. Man denke sich ein homogenes magnetisches Wechselfeld, das von zwei aufeinander senkrecht stehenden magnetischen Wechselfeldstärken \mathfrak{H}_1 und \mathfrak{H}_2 gebildet wird. Diese haben gleiche Größen, aber eine gegenseitige Phasenverschiebung von 90° . In dieses Feld denke man sich einen kreisförmigen geschlossenen Leiter gebracht, der derart um eine Achse drehbar ist, daß Achse und Kreisfläche senkrecht auf der von \mathfrak{H}_1 und \mathfrak{H}_2 gebildeten Ebene stehen. Bildet die Kreisfläche mit einer der beiden Feldstärken, z. B. mit \mathfrak{H}_2 , den räumlichen Winkel φ , so wird in dem Leiter eine EMK. \mathfrak{E}_e induziert, die sich aus zwei Komponenten \mathfrak{E}_1 und \mathfrak{E}_2 zusammensetzt; dabei ist

$$\mathfrak{E}_1 \sim \mathfrak{H}_1 \cos \varphi$$

$$\mathfrak{E}_2 \sim \mathfrak{H}_2 \sin \varphi.$$

Die magnetischen Wechselfeldstärken sind darin:

$$\mathfrak{H}_1 = \mathfrak{H} \sin \omega t$$

und

$$\mathfrak{H}_2 = \mathfrak{H} \sin (\omega t - 90^\circ).$$

Daraus ergibt sich:

$$(5) \quad \mathfrak{E}_e = k \mathfrak{H} \sin (\omega t - \varphi).$$

Diese EMK. stellt eine sinusförmige Wechselspannung dar, die gegen die magnetische Feldstärke \mathfrak{H}_1 eine zeitliche Verschiebung von φ^0 hat. Je nach der Stellung der Kreisfläche bekommt man eine EMK. mit jeder gewünschten Phasenverschiebung gegenüber einer der Komponenten. Wesentlich ist dabei, daß die Größe dieser EMK. in allen Stellungen die gleiche ist, wenn die Gleichheit der Amplituden von \mathfrak{H}_1 und \mathfrak{H}_2 vorausgesetzt wird.

Würde man zur Verwirklichung dieses Gedankens die beiden Magnetfelder an *einem* Ort auf *einen* Leiter einwirken lassen, so

würde es Schwierigkeiten machen, ein gut homogenes Feld herzustellen. Wir trennen daher die beiden Magnetfelder und lassen jedes für sich in einem Leiter die EMK. \mathfrak{E}_1 bzw. \mathfrak{E}_2 induzieren. Die beiden Leiter werden außerhalb der Felder in Reihe geschaltet, wodurch sich die beiden EMKK. zu \mathfrak{E}_e wie oben berechnet zusammensetzen.

Die Rechnung verlangt, daß jeder der beiden Leiter, die in der technischen Ausführung durch kleine Drehspulen verkörpert sind, eine EMK. aufnimmt, deren Größe sich mit dem Sinus (bzw. Cos) des Drehwinkels ändert, daß also die Größe der EMK. eine reine Sinusabhängigkeit von der Spulenstellung besitzt. Außerdem wird verlangt, daß bei jeder Spulenstellung die beiden EMKK. der kleinen Spulen eine gegenseitige Phasenverschiebung von $\pi/2$ besitzen.

Um dieses Ziel erreichen zu können, muß die Einrichtung einige elektrische und mechanische Bedingungen erfüllen.

Die elektrische Anforderung ist eine rein induktive, extrem lose Ankopplung im homogenen magnetischen Feld.

Rein induktive Kopplung wird durch eine zwischen Drehspule und Feldspule liegende, auf Nullpotential gebrachte, wirbelstromfreie Schutzwicklung erreicht, welche die Drehspule in ihrem Innern gegen elektrische Felder der außen liegenden Feldspule abschirmt. Dies ist erreicht, wenn die EMK. an der Drehspule in Minimumstellung Null wird, d. h. unter die Ablesegrenze sinkt. Die Zuleitungen werden verdrillt in einer Bohrung der Drehachse nach außen geführt.

Um Störungen durch Rückwirkung der Drehspule auf die Feldspule bei der Drehung auszuschalten, muß die Kopplung zwischen beiden in jeder Stellung hinreichend lose sein. Wir gaben daher der Drehspule die Form einer einzigen kleinen Drahtwindung.

Um Homogenität des Magnetfeldes der Feldspule in der Umgebung der Drehspule zu erreichen, werden langgestreckte Zylinderspulen als Feldspulen gewählt, deren Ausmaße hinreichend groß gegen die Drehspulen sind.

Mechanische Fehler, welche die verlangte Sinusabhängigkeit zwischen der Größe der EMK. und dem Drehwinkel beeinträchtigen, könnten folgende sein: Neigung oder exzentrische Lage der Drehspulenachse zur Drehachse, Neigung der Spulenachse gegen die Kraftlinien, Abweichung von der ebenen Kreisgestalt der Drehspule. Sie wurden durch Präzision der Ausführung soweit wie möglich vermieden.

Neben den erwähnten inneren Fehlerquellen des Phasenschiebers sind noch äußere zu beachten, die schaltungsgemäß be-

dingt sind. Die Induktivitäten der Drehspulen und Brückenzuleitungen bilden mit den Belastungs- und Brückenkapazitäten einen Schwingungskreis. Liegt die Meßfrequenz in der Nähe der Eigenfrequenz dieses Kreises, so werden geringe Änderungen an Teilen des Kreises merkliche Änderungen der EMK. hervorrufen. Solche durch die bloße Drehung der Spulen des Phasenschiebers sich ändernde Größen sind die Erdkapazitäten der Drehspulen und die Induktivitäten der notwendig beweglichen Verbindungsleitungen vom Drehsystem nach den festen Anschlüssen. Von diesen Verbindungsleitungen muß daher eine reproduzierbare Einstellung gefordert werden. Spiralfedern oder Schleifkontakte kommen deshalb nicht in Frage. Alle diese durch die Drehbewegung bedingten Störungen können klein gemacht werden, wenn die Eigenfrequenz des Quellenkreises sehr verschieden von der Meßfrequenz gemacht wird, z. B. durch Verwendung einer Belastungskapazität, die viel größer als die Resonanzkapazität ist.

Der Meßzweig der Brücke soll von einer EMK. E_m gespeist werden, welche die gleiche Frequenz wie E_s und die Möglichkeit einer stetigen Amplitudenänderung hat. Diese Standard-EMK. erhält man durch rein induktive Kopplung einer drehbaren Kopplungsspule an eine der zylindrischen Feldspulen. Es kann somit E_s jeden beliebigen Phasenunterschied gegen E_m annehmen. Man wird zweckmäßig auch an die andere Feldspule eine solche drehbare Kopplungsspule ankoppeln, um bei Bedarf im Meßzweig eine um $\pi/2$ gegen E_m verschobene EMK. E_m zur Verfügung zu haben.

Bezüglich der beiden EMKK. ist noch folgendes zu beachten: Die beiden Quellenkreise werden immer verschiedene Impedanzen haben. Es werden also Strom und Spannung in den beiden Kreisen verschiedene zeitliche Verschiebungen besitzen. Man wird daher auch bei symmetrischen, verlustfreien Brückenzweigen die EMK. E_s gegen die andere EMK. E_m um einen bestimmten Phasenwinkel drehen müssen, damit die beiden Brückenströme in Phase sind. Dieser Winkel ist dann als Nullstellung des Phasenschiebers anzusehen.

b) *Anordnung des Phasenschiebers*

Die Anordnung des Phasenschiebers ist aus den Figg. 7 und 8 zu ersehen. Das aus starkem Winkeleisen bestehende Gerüst von 56 cm Höhe ist auf einer massiven Eisenplatte aufgebaut und durch Verstrebungen und als Zwischenböden dienende Messingplatten gegen Vereckungen und Verschiebungen weitgehendst geschützt. Durch die Zwischenböden wird das Gerüst in vier Stockwerke geteilt, welche senkrecht von der Drehachse c (Fig. 7) durchsetzt

werden. Im untersten und im obersten Stockwerk befindet sich je eine der zylindrischen Feldspulen *b* in horizontaler Lage. Ihre

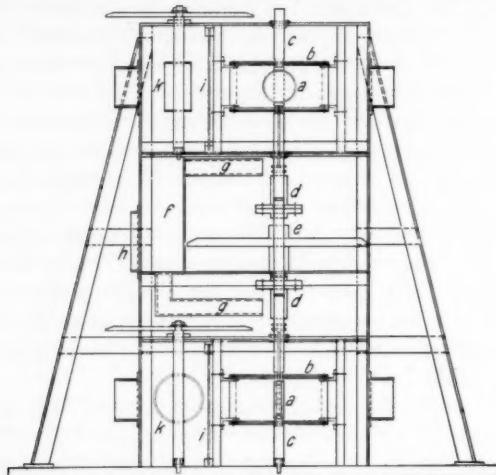


Fig. 7. Phasenschieber. Schnitt durch die Drehachse

Ausmaße (Fig. 9) sind 12 cm Länge, 6,4 cm Durchmesser und 26 Windungen 2 mm starker

Hochfrequenzlitze. Die Drehachse, welche mitten durch diese Spule geht, trägt in einem Einschnitt die zentrisch zur Spulenachse befindigte Hartgummischeibe *a* von 36 mm Durchmesser mit einer einzigen Windung. Um kapazitive Kopplungen zu vermeiden, ist zwischen Zylinder- und Drehspule eine mit dem Gehäuse verbundene Schutzwicklung eingeschoben, die einem zylindrisch geformten Drahtkamm gleicht. Die Zuleitungen der Drehspulen sind in einer Bohrung in der Pertinaxachse verdrillt in das nächste Stockwerk weitergeführt und an isolierte Messingringe auf der Achse angelötet. Die an diesen Ringen befestigten Bronzedrähte tauchen

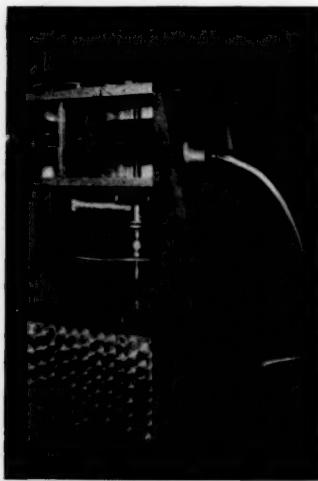


Fig. 8. Phasenschieber

mit ihren Platinenden in Glasgefäß mit Quecksilberfüllung. Von den Quecksilberkontakte führt eine 25 cm lange starre Doppelleitung in geerdetem Schutzrohr g (Fig. 7) an zwei im 3. Stockwerk in einem besonders abgeschirmten Raum f befindliche Buchsen.

Genau symmetrisch zum untersten Stockwerk ist das vierte oberste Stockwerk mit der anderen Zylinderspule gebaut. Von den zugehörigen Quecksilberkontakte der entsprechenden Drehspule führt ebenfalls eine Doppelleitung zu zwei Buchsen, die sich im gleichen Raum befinden wie die ersten. Es wurde besonders darauf

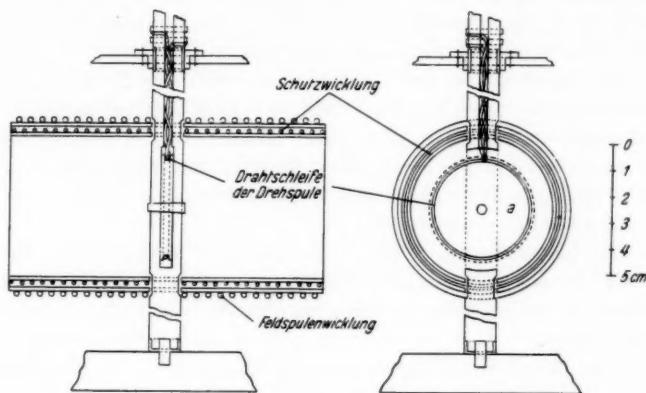


Fig. 9. Schnitte durch eine Feldspule

geachtet, daß die Ableitungen von den beiden Drahtschleifen bis zu den Abnahmefuchsen hinsichtlich Induktivitäten, Kapazitäten und Verlusten gleich wurden, um Gleichheit der inneren Widerstände der EMKK. \mathfrak{E}_1 und \mathfrak{E}_2 zu erzielen. Beide Räume, welche die Zylinderspulen enthalten, sind allseitig mit Aluminiumplatten abgeschlossen.

Die Achse des Drehsystems besteht aus drei Teilen: den beiden Pertinaxachsen c , welche die Drehspulen tragen, und einem Zwischenstück, das zwei Kupplungselemente d aus Messing und einen Messingteilkreis e besitzt. Mit Hilfe der Kupplungen ist es möglich, die Pertinaxachsen in beliebigen Stellungen mit dem Zwischenstück zu verbinden, insbesondere lassen sich dadurch mittels elektrischer Kontrolle die beiden Drehspulen in die gegenseitige Stellung von 90° bringen, was später noch näher ausgeführt wird. Die Lage- und Führung der Achse erfolgt am Zwischenstück durch eine lange, am Zwischenboden befestigte Buchse. Außerdem wird jede

einzelne Pertinaxachse nochmals an zwei Stellen durch leichte Führung in kurzen Messingbuchsen gegen Schwankungen geschützt. Der Teilkreis ist eine Messingscheibe von 25 cm Durchmesser und besitzt eine Einteilung in Winkelgraden. Mittels Nonius ist es möglich, noch $1/20^{\circ}$ abzulesen. Durch eine Feineinstellung läßt sich der Teilkreis und mit ihm das ganze Drehsystem bewegen.

Die für die Brücke benötigte zweite EMK., die Standard-EMK. \mathfrak{E}_m , wird in einer drehbaren Kopplungsspule k von 5 Windungen induziert, die sich auf gleicher Höhe mit der Zylinderspule, aber durch einen geerdeten Schutzkamm i von ihr getrennt, befindet. Auch an der Drehachse dieser Spule befindet sich eine große Messingscheibe mit Gradeinteilung, Nonius und Feinregelung.

Die Vereinigung der beiden Einzel-EMKK. \mathfrak{E}_1 und \mathfrak{E}_2 zur phasenveränderlichen Summen-EMK. \mathfrak{E}_s wird durch Verbinden der entsprechenden Buchsen am Ausgang h des Phasenschiebers erreicht. Die Ausgänge des Phasenschiebers können mit steckbaren, starren, durch geerdete Metallrohre geschützte Doppelleitungen mit der Brücke verbunden werden.

Zur Kontrolle des Wechselstromes der Feldspulen ist in den Stromkreis ein kleiner Lufttransformator (2×3 Windungen) geschaltet, an dessen Sekundärseite ein Thermoinstrument angeschaltet werden kann.

Über Kontrollmessungen, Justierung und Eichung des Phasenschiebers wird in den nächsten Abschnitten berichtet.

c) Kontrollmessungen am Phasenschieber

Der Grad der im Phasenschieber vorkommenden *Kopplungen* wurde mit einem sehr empfindlichen Röhrenvoltmeter, das später beschrieben wird, untersucht.

Die Rückwirkung der einzelnen Drehspulen auf die Feldspulen wurde dadurch geprüft, daß man die Stromschwankung der Feldspule an einer ruhenden Kopplungsspule mit dem Röhrenvoltmeter beobachtete, während die jeweilige Drehspule von 0 auf 90° gedreht wurde.

Die Standard-EMK. wurde beobachtet, wenn man die entsprechende mit 20000 cm belastete Drehspule im Innern der Feldspule um 90° drehte. Die Schwankung betrug $0,4\%$.

Umgekehrt fand man eine Schwankung der Drehspulen-EMK. von $0,2\%$, wenn die mit 20000 cm belastete Standard-EMK.-Spule vom Minimum auf Maximum gedreht wurde.

Diese Werte sind von der Größe der Belastungskapazität abhängig, wie später gezeigt wird.

Die Kopplungen sind also hinreichend lose, wie es von ihnen verlangt wird.

Um die *Extremstellungen der Drehspulen* feststellen zu können, wurden die Quecksilberkontakte unterbrochen und die EMK. direkt an der Achse mit beweglichen Litzen abgenommen. Für die untere Drehspule wurden z. B. folgende Gradzahlen der mit der Dreh scheibe willkürlich gekuppelten Drehspule gefunden: 1. Max. $12,9^0$; 2. Max. $192,9^0$; 1. Min. $102,63^0$; 2. Min. $282,62^0$. Die Empfindlichkeit des Röhrenvoltmeters betrug dabei 1000 Skt. pro Grad am Phasenschieber. Die Lage der Maxima ließ sich ungenauer bestimmen, da bei diesen Stellungen die relativen Spannungsänderungen sehr klein sind. Man wird also zweckmäßig nur die Minima als Festpunkte benutzen und sie der Kontrolle unterziehen. Der Abstand der beiden Minima betrug für die untere Drehspule somit $180,01^0$. Für die obere Drehspule wurden die Minima bei $12,51^0$ und $192,25^0$ gemessen. Die Abweichungen, die bei der unteren Drehspule $0,01^0$ und bei der oberen $0,26^0$ betrugen, sind auf einen Rest der oben erwähnten mechanischen Fehler zurückzuführen. Bei Minimumstellung nehmen die Drehspulen eine Rest-EMK. von nur etwa $0,1\%$ auf, woraus auf eine rein induktive Kopplung und auf eine verschwindend geringe Aufnahme der verdrillten Ableitungen geschlossen werden darf.

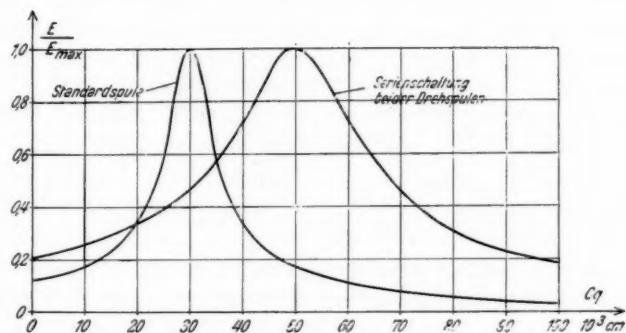


Fig. 10. Resonanzkurven der Quellenkreise

Für die späteren Untersuchungen ist der Verlauf der *Resonanzkurven* der einzelnen Quellenkreise von Interesse. Für diese und die folgenden Messungen wurde ein Weston-Thermoinstrument für Hochfrequenz mit einem Innenwiderstand von 133 Ohm und einem Meßbereich bis zu 1 Volt verwendet. In der Fig. 10 sind die Meßergebnisse für die Serienschaltung der beiden Drehspulen zusammen-

gestellt. C_q ist die Belastungskapazität, E die jeweilige EMK. und E_{\max} die EMK. bei Resonanz. Die Senderwelle betrug 275 m. Die Resonanzkapazität liegt also für diesen Kreis und für diese Frequenz bei 50000 cm. Die Resonanzkurve für den Quellenkreis der Standard-EMK. für die gleiche Frequenz zeigt ebenfalls Fig. 10.

Um die in der Drehspule induzierte EMK. hinsichtlich ihrer Sinusabhängigkeit von der Stellung im Felde der Feldspule prüfen zu können, wurde folgende Anordnung getroffen: Die beiden in Reihe geschalteten Drehspulen waren mit 80000 cm belastet, an denen das Westoninstrument lag, dessen Ablesegenauigkeit bei 1 Volt $\pm 0,001$ und bei 0,2 Volt $\pm 0,002$ beträgt. Bei der Messung wurde so verfahren, daß nur eine der Feldspulen stromdurchflossen war und somit nur in der zu ihr gehörigen Drehspule eine EMK. induziert wurde. Eine der Minimumstellungen der unteren Drehspule wird als die Winkelstellung Null des Drehsystems festgelegt. Zu jedem Winkel des Intervalls $0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$ wird die EMK. E_φ und jedesmal die EMK. E_{\max} der Maximumstellung gemessen.

In der Fig. 11 sind die Meßergebnisse graphisch aufgetragen. Als Abszisse ist der Winkel φ aufgetragen und als Ordinate wurde für die obere Drehspule die Differenz $\cos \varphi - \frac{E_\varphi}{E_{\max}}$ und für die untere Drehspule die Differenz $\sin \varphi - \frac{E_\varphi}{E_{\max}}$ in $0,1\%$ gewählt.

Durch die Mittelwerte aus 5 Meßreihen sind Kurven gelegt. Bei allen Messungen war E_{\max} nahezu 1 Volt und die Wellenlänge betrug 275 m. Für Winkel in den restlichen Winkelbereichen von 12° konnten die Spannungen nicht mehr gemessen werden, da das Instrument unter 0,2 Volt nicht mehr abzulesen gestattet.

Die Meßergebnisse zeigen, daß die Werte reproduzierbar sind und die Streuung innerhalb der eingezzeichneten durch das Instrument bedingten Fehlergrenze liegt.

Die größten Abweichungen liegen für beide Spulen um 45° herum, betragen aber auch hier nur etwa 5% . In erster Näherung sind die Abweichungen einander ähnlich. Eine Deutung der Abweichungen ist wegen des Zusammenwirkens der vielen obengenannten Fehlermöglichkeiten schwierig. Wenn man annimmt, daß die Abweichungen nur durch eine Veränderung der Induktivität im Quellenkreis, nämlich durch die an der Drehung teilnehmenden Kontaktarme zustande kommt, so kann aus dem negativen Wert der Differenz auf eine Vergrößerung der Induktivität geschlossen werden, weil die Eigenfrequenz des Quellenkreises oberhalb der Meßfrequenz lag. Es ist also so, als ob bei der Drehung der

Kontaktarme die Zunahme von L durch den einen bewegten Bronzedraht die Abnahme durch den anderen überwiegt. Eine Stütze für diese Annahme darf man darin erblicken, daß eine Abänderung der Kontaktanordnung die Abweichungen veränderte. Der unterschiedliche Verlauf der beiden Kurven kann durch die Verschiedenheit

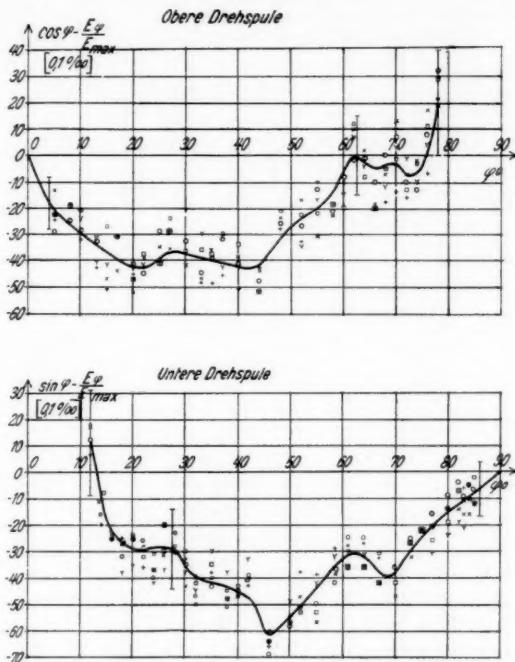


Fig. 11. Abweichungen von den Sinuskurven

der Fehler der einzelnen Drehspulen gedeutet werden. Da die gefundenen Abweichungen reproduzierbar und sehr gering sind, können sie in den meisten Fällen vernachlässigt werden.

d) Eichung und Justierung des Phasenschiebers

Mit Hilfe der so gewonnenen Abweichungen von den idealen Sinuskurven läßt sich für jede Winkelstellung des Phasenschiebers die wirkliche Phasenverschiebung der Summen-EMK. E_0 gegen ihre Komponenten E_1 und E_2 berechnen. Da nach Voraussetzung die EMKK. E_1 und E_2 der oberen und unteren Drehspulen um $\pi/2$ zeitlich verschoben sind, braucht man sie einfach nur vektoriell zur Summen-

EMK. zusammenzusetzen. φ' sei die zeitliche Verschiebung von \mathfrak{E}_v gegen \mathfrak{E}_1 , während φ der räumliche Drehwinkel bedeutet. Es ist

$$|\mathfrak{E}_1| : |\mathfrak{E}_2| = \operatorname{tg} \varphi' \quad \text{und} \quad |\mathfrak{E}_v| = \sqrt{|\mathfrak{E}_1|^2 + |\mathfrak{E}_2|^2}.$$

Tabelle 2
Eichung des Phasenschiebers

| φ [°] | φ' [°] | $\varphi' - \varphi$ [°] | $ \mathfrak{E}_v $ | $ \mathfrak{E}_v - 1$ [%] |
|---------------|----------------|--------------------------|--------------------|----------------------------|
| 12 | 12,16 | +0,16 | 0,9969 | -3,1 |
| 15 | 14,95 | -0,05 | 0,9958 | -4,2 |
| 22 | 21,93 | -0,07 | — | — |
| 25 | 24,89 | -0,11 | 0,9948 | -5,2 |
| 28 | 27,94 | -0,06 | — | — |
| 32 | 31,92 | -0,08 | — | — |
| 40 | 39,96 | -0,04 | — | — |
| 43 | 42,96 | -0,04 | — | — |
| 46 | 45,90 | -0,10 | 0,9930 | -7,0 |
| 50 | 49,91 | -0,09 | — | — |
| 55 | 54,95 | -0,05 | — | — |
| 60 | 59,93 | -0,07 | 0,9969 | -3,1 |
| 62 | 61,91 | -0,09 | — | — |
| 65 | 64,94 | -0,06 | — | — |
| 68 | 67,93 | -0,07 | — | — |
| 70 | 69,94 | -0,06 | 0,9964 | -3,6 |
| 72 | 71,99 | -0,01 | — | — |
| 75 | 74,99 | -0,01 | — | — |
| 78 | 77,88 | -0,11 | 0,9985 | -1,5 |

In der Tab. 2 sind die auf diese Art aus den Meßergebnissen errechneten Winkel φ' , die Differenzen $\varphi' - \varphi$, sowie die berechneten Abweichungen der Amplituden der Summen-EMK. vom Wert 1 in Abhängigkeit von den räumlichen Winkelstellungen φ des Drehsystems zusammengestellt und in den Kurven der Fig. 12 veranschaulicht. Der Ablesefehler des Instrumentes wirkt sich dahin aus, daß alle Werte mit der gleichen Genauigkeit zu bewerten sind, und zwar alle auf $\pm 0,05^\circ$ genau. Bei $\varphi = 12^\circ$ liegt der größte Korrektionsbetrag von nur $0,16^\circ$. Dabei ist zu bemerken, daß schon der Gravierungsfehler der Drehscheibe $0,05^\circ$ betragen kann. Die berechnete Amplitudenschwankung beträgt maximal 7% bei $\varphi = 46^\circ$.

Diese Korrekturen sind, wie schon erwähnt, frequenzabhängig. Sie müssen daher für verschiedene Belastungskapazitäten und für verschiedene Frequenzen besonders bestimmt werden.

Zur Nachprüfung dieser Ergebnisse wurde die Amplitudenschwankung der Summen-EMK. als Funktion des Drehwinkels auf folgende Weise untersucht: Die beiden Drehspulenbenen mußten zuerst senkrecht zueinander eingestellt werden, was dadurch erreicht wurde, daß unter Benutzung des Röhrenvoltmeters die untere Drehspule in Minimumstellung und die obere Drehspule in Maximum-

stellung an das Drehsystem gekuppelt wurde. Danach wurden die beiden in Reihe geschalteten Drehspulen mit einer großen Kapazität belastet und an das Röhrenvoltmeter angeschlossen. Jetzt wurde die obere Drehspule, die ihre Energie vom Verstärker I erhält, in Maximumstellung — und damit gleichzeitig die untere Drehspule in Minimumstellung — gebracht und der Verstärker I abgestimmt, immer unter Verwendung des Röhrenvoltmeters. Sodann wurde das

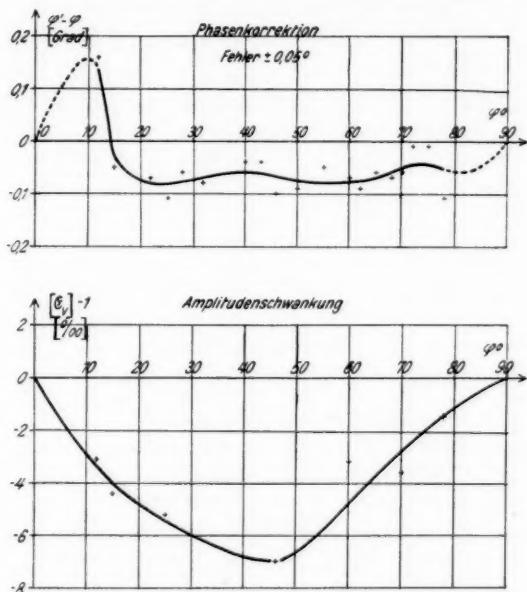


Fig. 12. Eichung des Phasenschiebers

ganze Drehsystem um genau 90° gedreht und der Verstärker II abgestimmt, wobei sich jetzt die untere Drehspule in Maximumstellung befand. Sorgfältig wurden die von dem jeweils in Maximumstellung sich befindenden Drehspulen herrührenden EMK. E_1 und E_2 einander gleichgemacht, indem die zwischen Primär- und Sekundärkreis liegende Kopplungsspule K_3 (Fig. 6) gedreht wurde. Wurde jetzt das Drehsystem von $0-90^\circ$ gedreht, so zeigte die Summenspannung zunächst erhebliche Schwankungen von über 50% , da infolge der verschiedenen Verluste in den Verstärkern die Ströme der Feldspulen noch nicht um genau $\pi/2$ verschoben waren. Und nun konnte durch kapazitive Verstimmung des Anodenkreises

des Verstärkers II und gleichzeitige Amplitudenabgleichung diese Schwankungen der Summenspannung auf ein Minimum gebracht werden. Damit waren aber auch die beiden Magnetfelder auf eine gegenseitige Phasenverschiebung von genau $\pi/2$ eingestellt worden. Die restlichen Schwankungen von einigen Promillen rührten noch von den schon untersuchten Abweichungen von den Sinuskurven her. In der Fig. 13 zeigen die Kurven die Amplitudenschwankung der Summen-EMK. in Abhängigkeit vom Drehwinkel. Die mittlere

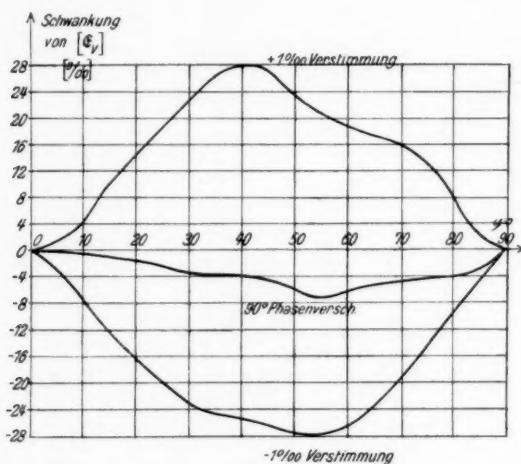


Fig. 13. Beobachtete Amplitudenschwankung

Kurve mit den geringsten Schwankungen gehört zu dem Fall, bei welchem die Magnetfelder gerade 90° Phasenverschiebung haben. Die beiden anderen Kurven entsprechen kleinerer oder größerer Phasenverschiebung, welche durch Verändern der Kapazität des Anodenkreises von 1000 cm um etwa 1 cm hervorgerufen wird.

Ein experimenteller Beweis für die Annahme, daß die restlichen Deformationen der Sinuskurven und damit die verbleibenden kleinen Schwankungen der Summenspannung hauptsächlich von veränderlichen Induktivitäten der beweglichen Zuleitungen herrühren, wurde durch Messungen der kleinsten Amplitudenschwankung der Summenspannung bei verschiedenen Belastungskapazitäten wahrscheinlich gemacht. Während sie bei 100 cm etwa $0,5\%$ betrug, war sie bei der Resonanzkapazität mit $1,2\%$ am größten und bei 80000 cm war sie nur noch $0,7\%$.

III. Die Brücke

a) Forderungen und Schwierigkeiten

Wie schon bei der Darlegung des Grundprinzips auseinander gesetzt wurde, besteht die Brücke aus zwei getrennten Zweigen, dem Meß- und dem Vergleichszweig (I und II in Fig. 14). Zur Definition ihres gegenseitigen Potentials ist diesen beiden Zweigen ein Punkt gemeinsam. Durch die Annahme $C_1' = C_2' = C'$ wurde das Impedanzverhältnis beider Zweige zunächst gleich 1 festgesetzt.

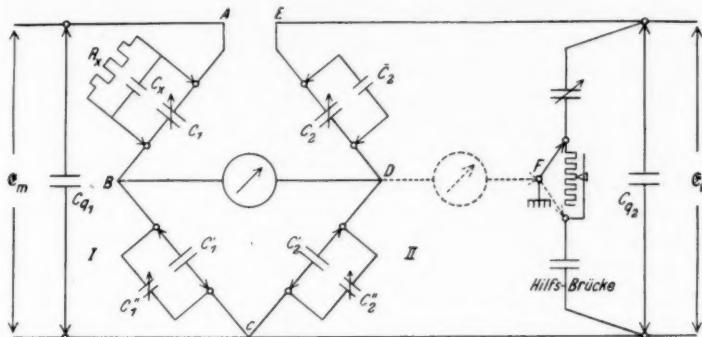


Fig. 14. Schaltschema der Brücke

Die Brückeneingänge müssen mit großen Quellenkapazitäten C_q , die größer als die Resonanzkapazitäten sind, vorbelastet werden, um bei Brückenänderungen Rückwirkungen auf die EMKK. zu vermeiden.

Da die Impedanzen der Brückenzweige allein dem Betrage nach abgeglichen werden, und die Phasen nur für die Stromvektoren in Übereinstimmung gebracht werden, gehen alle Kapazitäten und Induktivitäten des Meß- und des Vergleichszweiges mit ihren Absolutwerten in die Rechnung ein. Alle Zusatzkapazitäten und Induktivitäten der Leitungsführung und des Aufbaues müssen daher definiert und ihren Werten nach bekannt sein, sofern sie nicht unschädlich gemacht werden können.

Durch Anwendung einer Wagnerschen Hilfsbrücke, die so abgeglichen wird, daß der Nullzweig der Hauptbrücke Erdpotential erhält, werden die Erdkapazitäten abgeglichen und ihr störender Einfluß auf die eigentlichen Brückenzweige vermindert. Die Hilfsbrücke liegt parallel zum Vergleichszweig (II) und enthält außer den zum Abgleich notwendigen Kapazitäten auch veränderliche Verlustwiderstände.

Die Kondensatoren C_1, C_1', C_2, C_2' müssen sämtlich in Gehäuse eingebaut sein, die mit einem Pol der Belegung verbunden werden.

Die Erdkapazitäten der Gehäuse werden durch die Hilfsbrücke mit abgeglichen und auf Nullpotential gebracht.

Die gegenseitigen Kapazitäten der bifilar geführten Leitungen der einzelnen Brückenzweige und die Kapazitäten der Anschlußklötze der auswechselbaren Kondensatoren der Brückenzweige liegen zu diesen parallel, müssen daher bestimmt und berücksichtigt werden.

Die Induktivitäten der Leitungsführung müssen am besten so klein gemacht werden, daß ihr Einfluß innerhalb der Fehlergrenze liegt. Die Gegeninduktivität der beiden Brückenzweige fällt fort, da die beiden Zweige vollkommen gegeneinander abgeschirmt sind und nur einen Potentialpunkt gemeinsam haben.

Jeder Brückenzweig stellt eine sehr kleine bifilar geführte Stromschleife dar, die von der Quellenkapazität C_q ausgeht und zu ihr zurückläuft. Nach bekannten Näherungsformeln berechnet sich die Induktivität einer Bifilarleitung für eine Drahtstärke von 2 mm Durchmesser und 7 mm Achsenabstand zu etwa 10^{-9} Henry/cm, d. i. eine Impedanz von $0,02 \Omega$ bei $\lambda = 100$ m. Soll bei einer Gesamtimpedanz von 50Ω der Fehler durch Vernachlässigung von L kleiner als 1% sein, so darf diese Doppelleitung nicht länger als etwa 20 cm gemacht werden.

Besondere Aufmerksamkeit muß in diesem Zusammenhang den Stromverzweigungspunkten geschenkt werden, vor allem dort, wo große Kapazitäten oder kleine Widerstände parallel geschaltet werden sollen. Um die Eichwerte dieser Kondensatoren und Widerstände wirklich in Rechnung setzen zu können, müssen ihre Zuleitungen äußerst kurz sein. Dasselbe gilt natürlich auch für den Versuchskondensator C_x , der mit der leitenden Substanz gefüllt werden soll.

Um hinreichend empfindlich messen zu können, muß als *Nullinstrument* ein dreistufiger Hochfrequenzverstärker verwendet werden. Der komensierte Anodenstrom des Audions wird mit einem empfindlichen Galvanometer beobachtet. Dieses empfindliche Nullinstrument bedingt wiederum eine äußerst sorgfältige Abschirmung gegen jede Stör-EMK., da diese Fehlmessungen zur Folge hätte.

Als *Spannungsmesser* zur sauberen Abgleichung der EMK. \mathfrak{E}_v und \mathfrak{E}_m wird ebenfalls ein dreistufiger Hochfrequenzverstärker verwendet und ebenso wie beim Nullinstrument mit Galvanometer beobachtet. Infolge der kleinen Impedanz der Quellenkapazität C_q muß die Spannungsmessung möglichst unmittelbar an den Belegungen von C_q erfolgen; denn dazwischen liegende, stromführende Zuleitungen können Fehlmessungen zur Folge haben. Das Anschalten des Spannungsmessers darf die Brücke nicht beeinflussen. Er muß also großen

Innenwiderstand besitzen und die Erdkapazitäten seiner beiden Pole müssen sehr klein gehalten werden, sofern sie nicht unveränderlich sind.

b) Anordnung und Aufbau

Nach den im vorhergehenden erläuterten Gesichtspunkten wurde die Brücke aufgebaut (Fig. 15). Ein mit Kupferblech ausgeschlagener

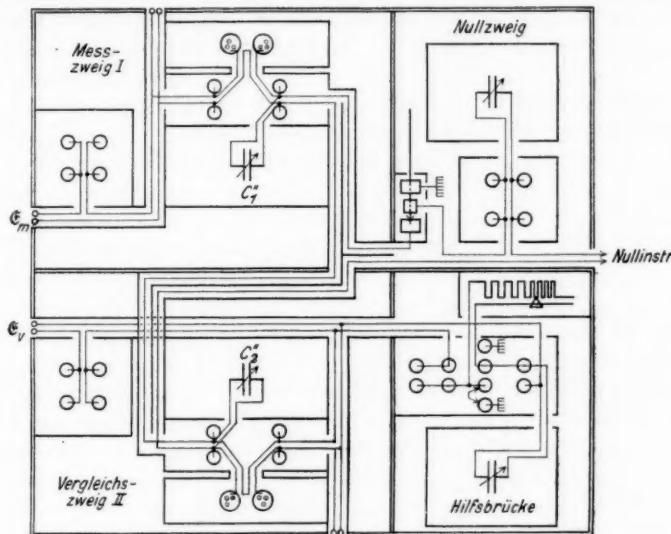


Fig. 15. Anordnung der Brücke

Holzkasten ist in vier voneinander getrennte Räume eingeteilt, welche die beiden Hauptbrückenzweige I und II, die Hilfsbrücke und den Nullzweig enthalten.

In den Räumen der *Hauptzweige* befinden sich die Anschlüsse für je vier Kapazitäten C_1 , C_1' , C_{q_1} , C_x bzw. C_2 , C_2' , C_{q_2} , C_2'' , für das Voltmeter und den jeweils zu C' gehörigen Ausgleichskondensator C_1'' bzw. C_2'' , in symmetrischer Anordnung.

Die Kondensatoren C_q und C' sind steckbare Glimmerkondensatoren. Die Ausgleichskondensatoren C_1'' bzw. C_2'' , mit deren Hilfe $C_1' = C_2' = C'$ gemacht werden soll, sind Luftdrehkondensatoren von maximal 200 cm.

Jeder dieser Kondensatoren befindet sich in einer metallisch abgeschirmten Kammer. Die Verbindungen sind als Bifilarleitungen aus 2 mm starker blanke Litze mit 7 mm Achsenabstand gelegt und verlaufen ebenfalls metallisch abgeschirmt in Kanälen. Zur

Halterung dienen kleine Hartgummistege. In der Hauptsache jedoch ist die Leitungsführung luftisoliert.

Es gelang die drei Paare der notwendigen Anschlußbuchsen mit den dazugehörigen Bifilarverbindungen auf einen sehr kleinen Raum zusammenzudrängen. Die Form, die dabei ein Hauptbrückenzweig erhielt, ist aus den Figg. 15 und 16 ersichtlich. Die Gesamtlänge der Doppelleitung eines Brückenzweiges konnte auf 14 cm herabgedrückt werden.

In Fig. 16 sind die Anschlußklötzchen des Meßzweiges gezeichnet, die zum gleichzeitigen Anschluß des Versuchskondensators C_x mit dem Verlustwiderstand R_x , des Normalkondensators C_1 und eventuell eines Verlustwiderstandes R dienen. Ohne jede weitere Verwendung von Verbindungsleitungen wurden diese Teile nur mit den zu ihnen selbst gehörigen Steckern oder Kappen

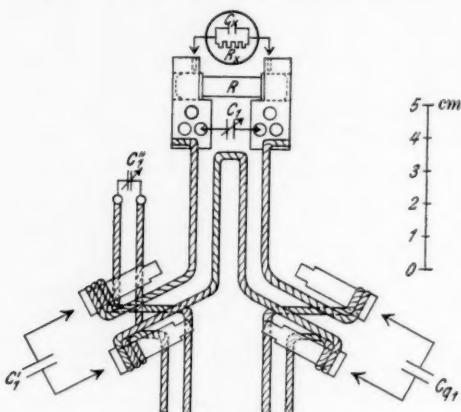


Fig. 16. Meßzweig mit ungefährer Leitungsführung

durch die Anschlußklötzchen miteinander verbunden. Auf diese Weise wurden alle störenden Selbstinduktivitäten in den Verzweigungspunkten praktisch auf Null reduziert.

Von jedem Brückenzweig führen vier Leitungen fort, zwei davon als bifilare Doppelleitung zur Spannungsquelle nach außen, eine zum Nullinstrument und eine zu dem anderen Brückenzweig. Alle diese Leitungen sind vollständig abgeschirmt.

In der Leitung zur Spannungsquelle befindet sich eine Anschlußstelle für Glimmerkondensatoren, um die Meßamplitude durch Spannungsteilung grob regulieren zu können.

Die Anschlüsse zur Spannungsmessung sind in beiden Brückenzweigen symmetrisch angeordnet. Es sind zwei an der Kastenwand befindliche Buchsen, die durch eine abgeschirmte Doppelleitung von etwa 8 cm Länge mit den Buchsen des Quellenkondensators verbunden sind.

Von den Zuführungen der Spannungsquelle des Vergleichszweiges führt schließlich eine ebenfalls abgeschirmte Doppelleitung

nach dem dritten Raum mit der Hilfsbrücke. Die *Hilfsbrücke* besteht aus einer Reihenschaltung folgender Teile: einem Drehkondensator von maximal 2000 cm, welcher durch feste Kondensatoren in Stufen vergrößert werden kann, zwei induktionsfreien veränderlichen Verlustwiderständen, einer etwas Widerstand und Selbstinduktion besitzenden regulierbaren Drahtschleife und den Anschlüssen für feste Glimmerkondensatoren. Die Enden des Gesamtwiderstandes können wahlweise mit dem Kupferblech der Abschirmung verbunden werden, je nach dem Überwiegen der Verluste in dem einen oder anderen Teil der Hauptzweige.

Der im vierten Raum des Brückenkastens eingebaute *Nullzweig* enthält außer einem drehbaren Kondensator von 2000 cm einen von außen zu bedienenden Nullschalter, der beliebig das Nullinstrument zwischen die Punkte *B* und *D* (Fig. 14) der Hauptbrückenzweige oder zwischen *D* und das Kastenblech *F* legen kann. Ein Panzerkabel führt nach dem als Nullinstrument dienenden Hochfrequenzverstärker.

c) *Voruntersuchungen in der Brücke*

Ohne vorher auf die Abgleichung der Amplituden und auf die Bestimmung der Zusatzkapazitäten einzugehen, wird im folgenden gezeigt, wie und mit welcher *Empfindlichkeit* das Brückengleichgewicht hergestellt werden kann. Es sei die Gleichheit der Amplituden, das Verhältnis $C_1' : C_2'$ und eine reine Kapazität C_1 vorgegeben. Der auf kleinste Spannungen empfindlich eingestellte Verstärker liegt im Nullzweig zwischen den Hauptbrückenzweigen. Im Galvanometer beobachtet man im Ruhezustand den kompensierten Anodengleichstrom des Audions. Bei großen Spannungsdifferenzen ist der Verstärker zunächst übersteuert und das Galvanometer, das auf verschiedene Empfindlichkeiten eingestellt werden kann, zeigt den gesättigten Anodenstrom an. Verändert man C_2 oder dreht man die Phase φ zwischen den EMKK. \mathfrak{E}_v und \mathfrak{E}_m , so ändert sich der Ausschlag kaum. Erst in der Nähe des Gleichgewichts sinkt er plötzlich herab. Bei Sättigung betrug die Differenz gegen den Ruhestrom etwa 3000 Skalenteile. Erst im Gleichgewicht kann er absolut zu Null (innerhalb der Ablesegenaugigkeit) gemacht werden. Dieses Brückengleichgewicht wird durch abwechselndes Verändern der Kapazität C_2 und der Phase φ erreicht. Die Kurven der Fig. 17 stellen die Abhängigkeit des Nullstroms von Kapazitätsänderungen ΔC und Phasenänderungen $\Delta \varphi$ in der Nähe des Gleichgewichtes dar. Dabei betrug die EMK. etwa 0,1 Volt, das Verhältnis $C_1 : C'$ war 600 : 1800 und $C_{q_1} = 100000$ cm. Unter der Empfindlichkeit der Gleichgewichtseinstellung soll die Anzahl der Skalenteile verstanden werden, um die sich der Ausschlag

ändert, wenn die Phase um 1 Grad bzw. die Kapazität C_1 um 1 cm gegen die Gleichgewichtswerte verschoben wird. Sie betrug bei dieser Messung etwa 30 Skt. pro Grad Phasenverschiebung und 1 Skt. pro Zentimeter Kapazitätsänderung. Die Einstellgenauigkeit des Phasenwinkels betrug $\pm 0,1^\circ$ und die Kapazität $C_1 = 500$ cm konnte auf $\pm 0,5$ cm, d. h. auf 1% genau eingestellt werden.

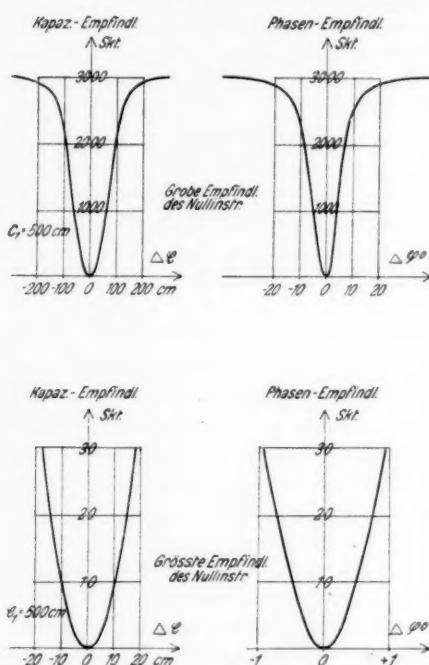


Fig. 17. Empfindlichkeiten des Brückengleichgewichts

gefaßt. Beim Brückengleichgewicht gilt die Beziehung:

$$(6) \quad (C_1 + \alpha_1):(C_2 + \alpha_2) = (C'_1 + \beta_1):(C'_2 + \beta_2).$$

Zur Bestimmung der α -Werte kann folgendermaßen verfahren werden: Es sei in der Brücke ein beliebiges Verhältnis $\mathfrak{R}'_1:\mathfrak{R}'_2$ vorgegeben. Dann findet man im Gleichgewicht für zwei Wertpaare von C_1 und C_2 die Beziehung:

$$(C'_1 + \alpha_1):(C'_2 + \alpha_2) = (C_1^{II} + \alpha_1):(C_2^{II} + \alpha_2).$$

Für ein anderes beliebiges Verhältnis findet man eine entsprechende Gleichung:

$$(C_1^{III} + \alpha_1):(C_2^{III} + \alpha_2) = (C_1^{IV} + \alpha_1):(C_2^{IV} + \alpha_2).$$

Die Empfindlichkeit der Phaseneinstellung ist nur von den Amplituden der EMKK. abhängig, und zwar ist sie proportional denselben. Die Kapazitätsempfindlichkeit ist proportional den Amplituden und dem Verhältnis $\mathfrak{R}:\mathfrak{R}'$ der Teiliimpedanzen eines Zweiges, wenn \mathfrak{R} die Impedanz des C_1 - bzw. C_2 -Zweiges und \mathfrak{R}' jene des anderen Teilstweiges bedeutet.

Wie schon erwähnt, ist die Kenntnis der absoluten Größe der Kapazitätswerte in jeden Brückenzweig notwendig. Die zu den geeichten Kapazitäten C_1, C_2, C'_1, C'_2 parallel liegenden Zusatzkapazitäten seien in $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1$ und β_2 zusammen- daher die Beziehung:

Aus den beiden Gleichungen, in welchen die C -Werte die aus den Eichkurven der verwendeten Normalkondensatoren abgelesenen Werte bedeuten, lassen sich α_1 und α_2 berechnen.

Auf ganz entsprechende Weise können die β -Werte ermittelt werden.

Die *Abgleichung* der beiden Kapazitäten C_1 und C_2 auf ein Brückenverhältnis 1:1 wird auf folgende Weise vorgenommen: Es werden die Kondensatoren C_1 und C_2 bzw. C_1' und C_2' so eingestellt, daß sie jeweils mit den nun bestimmten Zusatzkapazitäten einander gleich werden, daß also

$$C_1 + \alpha_1 = C_2 + \alpha_2 \quad \text{bzw.} \quad C_1' + \beta_1 = C_2' + \beta_2$$

ist. Beim Brückengleichgewicht müssen dann Änderungen von C_1 bzw. C_1' solchen von C_2 bzw. C_2' genau entsprechen.

d) Fehlerquellen

In den Bedingungen für das Brückengleichgewicht war vorausgesetzt, daß die *Induktivitäten* in den Hauptbrückenzweigen Null seien. Wegen der erreichten Kürze der Leitungen trifft diese Voraussetzung weitgehend zu. Nur in Fällen großer Verluste und bei hohen Frequenzen muß der Einfluß von L berücksichtigt werden. Im folgenden wird der Ausdruck für einen parallel zur Meßkapazität C_1 liegenden Verlustwiderstand R in Abhängigkeit von den übrigen Brückengrößen für die Fälle mit und ohne Selbstinduktion L angegeben. Für die beiden Brückenzweige soll das Ersatzschema der Fig. 18 gelten.

Beim Brückengleichgewicht sind die Impedanzen des Meß- und des Vergleichszweiges $|\mathfrak{S}_1|$ und $|\mathfrak{S}_2|$ einander gleich, woraus sich die nachstehende Beziehung ableitet:

$$\sin \varphi = \frac{R}{(1 + \omega^2 C_1^2 R^2) \cdot \left(\frac{C_2 + C_2'}{\omega C_2 C_2'} - \omega L \right)}.$$

Daraus folgt für R

$$(7) \quad R = \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4 \cdot \left(\frac{C_2 + C_2'}{\omega C_2 C_2'} - \omega L \right)^2 \omega^2 C_1^2 \sin^2 \varphi}}{2 \left(\frac{C_2 + C_2'}{\omega C_2 C_2'} - \omega L \right) \omega^2 C_1^2 \sin \varphi}.$$

Voraussetzung für diese Berechnung ist die Gleichheit $L_1 = L_2 = L$, die wegen der Symmetrie der Leitungsführung weitgehend erfüllt

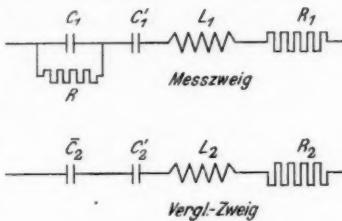


Fig. 18. Ersatzschema

ist. In einem ungünstigen Fall soll $\lambda = 100$ m, $C_1 = 100$ cm, $C_1' = 10^4$ cm, $R = 100 \Omega$ und die Induktivität der 14 cm langen Doppelleitung $L = 10^{-7} \pm 10^{-8}$ Henry betragen. Der zugehörige Verlustwinkel φ und die Ausgleichskapazität \bar{C}_1 werden der Tab. 1 entnommen. Dann ergibt sich die Korrektion zu $\Delta R = 1,5 \pm 0,2 \Omega$. Der gemessene Verlustwiderstand müßte also in diesem Beispiel um etwa 2% korrigiert werden und wäre somit auf 2% genau.

Die Korrektion der gemessenen Kapazität C_1 erfolgt nach einer ähnlichen Formel:

$$(8) \quad \bar{C}_1 = \frac{1}{\omega R} \sqrt{\frac{R - \left(\frac{C_2 + C_2'}{\omega \bar{C}_2 C_2'} - \omega L \right) \sin \varphi}{\left(\frac{C_2 + C_2'}{\omega \bar{C}_2 C_2'} - \omega L \right) \sin \varphi}}.$$

Hier wird der Korrektionsbetrag ΔC_1 bei gleichen Größen wie oben $\Delta C_1 = -2,6 \pm 0,3$ cm.

In jedem Brückenzweig sind Isolations- und Leitungswiderstände vorhanden, die im Vergleichszweig in dem *Ohmschen Widerstand* R_2 in Reihenschaltung mit den Kapazitäten C_2 und C_2' und der Induktivität L_2 zusammengefaßt werden. Der Phasenfehler, der durch die Verluste der Kondensatoren großer Kapazität entsteht, liegt innerhalb der Fehlergrenze. Bei Anwesenheit des Ohmschen Widerstandes berechnet sich die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung in diesem Zweig aus folgender Beziehung:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\omega^2 L_2 C_2 C_2' - C_2 - C_2'}{\omega C_2 C_2' R_2}.$$

Betrage $\lambda = 100$ m, $C_2' = 10^4$ cm, $L_2 = 10^{-7}$ Henry und $R_2 = 0,01 \Omega$, so wird für $C_2 = 100$ cm $\alpha = -90,0^\circ$ und für $C_2 = 5000$ cm wird $\alpha = -89,88^\circ$. Die Winkeländerung $\Delta \alpha = 0,12^\circ$ fällt also schon außerhalb der Fehlergrenze der Phaseneichung.

Konstanz der Frequenz und der Amplituden der EMKK. Die Senderfrequenz ist vor allem von der Heizstromstärke und der durch sie bewirkten Erwärmung der Widerstände, Drosseln und Gehäuse abhängig. Nach etwa $1/2$ Stunde stellt sich ein Gleichgewicht ein. Von dieser Zeit an ändert sich die Frequenz nur noch um etwa 1000 Hertz, d. h. um 1% pro Stunde. Als Folge der Heizstromschwankungen sind auch die EMKK. der Brücke Änderungen in Amplitude und Phase unterworfen, die aber nach Erreichung eines Gleichgewichts unterhalb 1% liegen.

Meßfehler. Dank der großen Empfindlichkeit des Röhrenvoltmeters bezüglich kleinsten Änderungen der Wechsel-EMK., können die beiden Brücken-EMKK. auf etwa 2% einander gleich gemacht werden.

Die Einstellgenauigkeit des Phasenwinkels beträgt ungefähr $\pm 0,05^\circ$, der Eichfehler aber $\pm 0,08^\circ$. Dieser Fehler bewirkt Schwankungen von C_x und R_x um etwa 5% .

Die Genauigkeit der Kapazitätseinstellung beträgt beim Gleichgewicht im ungünstigsten Fall 2% . Die Eichwerte der verwendeten Normalkondensatoren sind um höchstens 1% ungenau, da aber die Zusatzkapazitäten nur auf etwa 5% genau bekannt sind, wird der Fehler in C_x und R_x auch dadurch 5% betragen.

Bedeutend größere Fehler als die genannten können durch Störkopplungen zustande kommen, die um so schlimmer sind als sie in der Brücke mit abgeglichen werden und nicht direkt bemerkt werden. Sie können viele Prozent ausmachen, falls nicht alle Apparateile und vor allem die Verstärker gut abgeschirmt werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß sich die Widerstände und Kapazitäten auf etwa 5% genau messen lassen werden.

IV. Hilfsmittel

a) Spannungsmesser und Nullinstrument

Zur Amplitudenabgleichung wird in der Brücke ein sehr empfindlicher *Spannungsmesser* benötigt. Es wird dazu ein 3stufiger Hochfrequenzverstärker verwendet, dessen letzte Stufe als Audion mit kompensiertem Anodenstrom geschaltet ist. Die Primärseite des Eingangstransformators wird mit einem Drehkondensator auf die Meßfrequenz abgestimmt. Zwischen der Primär- und der Sekundärseite liegt ein geerdetes Schutzblech. Die Kopplung mit den nächsten Kaskaden erfolgt mittels Resonanztransformator bzw. Resonanzdrossel. Die ersten beiden Stufen sind gitterseitig neutrody nisiert. Die pro Kaskade erzielte Verstärkungszahl war etwa 6. Verwendet wurden 3 Telefunkenröhren RE. 134. Der kompensierte Anodenstrom des Audions wurde mit einem Galvanometer von der Empfindlichkeit $2,7 \cdot 10^{-7}$ Amp./Grad beobachtet.

Der Verstärker ist mit Heiz- und Anodenbatterien in einem großen Panzerkasten untergebracht. Die Zuleitungen zur Brücke und zum Galvanometer erfolgen durch Panzerkabel. Das Galvanometer ist getrennt abgeschirmt.

Der Anschluß des Verstärkers an die Brücke erfolgt über je einen kleinen Luftkondensator von etwa 1 cm Kapazität in jeder Zuleitung, um die Störungen möglichst klein zu machen.

Zur Feinkontrolle der kleinen Unterschiede an sich großer Amplituden wurden die Gitterspannungen der Röhren so stark negativ gemacht, daß die Wechsel-EMK. am Gitter des Audions

noch hinreichend klein war, um in seinem empfindlichsten Bereich zu arbeiten.

Als Nullinstrument wurde ebenfalls ein Hochfrequenzverstärker verwendet, der in der gleichen Art ausgeführt war. Während der Eingang des Röhrenvoltmeters einen großen Widerstand haben mußte, benötigt das Nullinstrument unter Umständen auch einen kleinen Eingangswiderstand, was nach Bedarf durch Reihen- oder Parallelschaltung der Primärspule mit einem Abstimmkondensator erreicht wird.

b) Die Kondensatoren

Die Kapazitäten C_1 und C_2 der Brücke sind Normaldrehkondensatoren von Selinger-Berlin und stehen in verschiedenen Größen zur Verfügung. Das bewegliche Plattensystem ist mit ihrem Gehäuse verbunden und erhält das Nullpotential der Brücke. Ihre durchschnittliche Meßgenauigkeit beträgt etwa 1%.

Die Kapazitäten C_1' und C_2' bestehen aus den fest eingebauten Drehkondensatoren C_1'' und C_2'' und steckbaren Paraffinglimmerkondensatoren. Jeder Glimmerkondensator ist in einer Kupferschachtel eingebaut und besitzt kürzeste Verbindungsleitungen. Die Eichung dieser Glimmerkondensatoren wurde mit Hilfe eines Normaldrehkondensators in einem Resonanzkreis vorgenommen. Um störende Leitungsinduktivitäten auszuschließen wurden die Stromverzweigungs punkte genau wie in der Brücke ausgeführt und die Eichung bei einer Welle von $\lambda = 1700$ m ausgeführt. Der verwendete Normalkondensator hatte eine maximale Kapazität von 2000 $\mu\mu\text{F}$. Es wurden zuerst die kleinen Einheiten 1000 und 1800 $\mu\mu\text{F}$ geeicht und mit Hilfe dieser die nächst größeren bis zu 10000 $\mu\mu\text{F}$. Die Messungen wurden mehrmals durchgeführt und mit einer sehr befriedigenden Meßgenauigkeit die folgenden Werte gefunden:

$$\begin{aligned} \text{Kond. Nr. } 1001 &= 1057,0 \pm 0,3 \mu\mu\text{F} \\ \text{, } \quad 2801 &= 3022,7 \pm 0,5 \text{ " } \\ \text{, } \quad 5001 &= 5207,4 \pm 1,6 \text{ " } \\ \text{, } \quad 10001 &= 10775 \pm 2 \text{ " } \end{aligned}$$

Die so gefundenen Werte sind für die höheren Meßfrequenzen um Beträge zu korrigieren, welche durch Induktivitäten in den Glimmerkondensatoren und auch in dem Normalkondensator verursacht werden. Die Beträge der Induktivitäten m des Normalkondensators und l des Glimmerkondensators müssen dabei bekannt sein. Sie ließen sich wie oben durch Messungen im Resonanzkreis bei zwei verschiedenen Wellenlängen $\lambda = 72$ und 105 m bestimmen. Ohne die zu messende Kapazität C_x war die Resonanzkapazität C ,

mit C_x war sie \bar{C} . Aus der Gleichheit der Impedanzen vor und nach Anschließen von C_x ergibt sich die Bedingung:

$$\omega m - \frac{1}{\omega C} = \frac{\left(\omega m - \frac{1}{\omega \bar{C}}\right) \cdot \left(\omega l - \frac{1}{\omega C_x}\right)}{\omega(m+l) - \frac{\bar{C} + C_x}{\omega \bar{C} C_x}}.$$

Für die andere Frequenz ω' findet man eine entsprechende Bedingung, woraus sich dann die beiden unbekannten l und m bestimmen lassen. Für C und \bar{C} wurden dabei die um die Anschlußkapazität vermehrten Kapazitätswerte des Normalkondensators und für C_x der bei $\lambda = 1700$ m gemessene Wert des Glimmerkondensators eingesetzt. Die Induktionen wurden dann zu

$$l = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ Henry}, \quad m = 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ Henry}$$

mit einer Genauigkeit von $\pm 0,3 \cdot 10^{-8}$ Henry gefunden.

Tabelle 3

| λ (m) | $\bar{C} - C$ ($\mu\mu\text{F}$) |
|---------------|------------------------------------|
| 72 | 7,5 |
| 105 | 3,6 |
| 150 | 1,7 |
| 300 | 0,4 |
| 1000 | 0,04 |
| 1700 | 0,01 |

Die bei langen Wellen geeichten Kapazitätswerte C der Glimmerkondensatoren und der Normalkondensatoren sind nun mittels der Korrektionsformel

$$\bar{C} = \frac{\omega}{1 - \omega^2 L C}$$

zu verbessern, wo L die Leitungsinduktivität allgemein bedeutet. In der Tab. 3 sind die Korrekturen für eine Kapazität $C = 1000 \mu\mu\text{F}$ und $L = 10^{-8}$ Henry bei verschiedenen Wellenlängen angegeben. Wird also eine Genauigkeit der C -Werte von 1% verlangt, so kann von etwa $\lambda = 250$ m ab die Korrektion unterbleiben. Zu beachten ist, daß das Korrektionsglied auf $\pm 20\%$ genau ist, was aber einen Fehler in C von nur $1,5\%$ bei $\lambda = 72$ m und $0,08\%$ bei $\lambda = 300$ m bedeutet.

C. Zusammenfassung

1. Es wird eine Methode angegeben, die es gestattet bei Hochfrequenz gleichzeitig die DK. und die Verluste von leitenden Stoffen ohne die Verwendung von Vergleichswiderständen zu messen.
2. Die experimentellen Hilfsmittel zur Verwirklichung der Methode werden angegeben. Es sind dies besonders die Schaffung

einer EMK. konstanter Amplitude, deren Phase gegen eine festgehaltene zweite EMK. meßbar beliebig geändert werden kann und ferner der Bau einer neuartigen Brücke, die es gestattet bei Hochfrequenz mit zwei getrennten EMKK. zu messen.

3. Die experimentelle Verwirklichung der phasenveränderlichen Hochfrequenz-EMK. wird praktisch durchgeführt und an Hand von Messungen ihre Abweichung ($< 5\%$) vom idealen Zustand dargelegt.

4. Die experimentelle Verwirklichung der Zwei-Phasen-Brücke wird praktisch durchgeführt, und es werden Beispiele des Meßvorganges gegeben, die eine Kritik der Meßgenauigkeit gestatten.

5. Die Fehlerquellen werden erörtert.

Diese Arbeit ging aus Problemen physiologischer Natur hervor, die den Gegenstand der Arbeiten am Kaiser Wilhelm-Institut für medizinische Forschung in Heidelberg bilden. Die entwickelte Methode soll auf diese angewendet werden.

Im besonderen verdanken wir die Anregung dazu Herrn Prof. K. W. Hausser, dem verstorbenen Leiter des Instituts für Physik am hiesigen Kaiser Wilhelm-Institut.

Auch der Institutswerkstatt und ihrem Leiter, Herrn A. Gundermann, danken wir herzlich für die sorgfältig ausgeführten Arbeiten.

Literaturverzeichnis

- 1) O. Blüh, Phys. Ztschr. **27**. S. 226. 1926.
- 2) W. Ziegler, Phys. Ztschr. **35**. S. 476. 1934.
- 3) M. Wien, Ann. d. Phys. [5] **11**. S. 429. 1931.
- 4) W. Graffunder u. R. Weber, Ann. d. Phys. [5] **9**. S. 887. 1931.
- 5) R. T. Lattey u. W. G. Davies, Phil. Mag. **12**. S. 1111. 1931.
- 6) M. Jeżewski u. J. Kamecki, Phys. Ztschr. **34**. S. 561. 1933.
- 7) R. Fürth, Ztschr. f. Phys. **22**. S. 98. 1924.
- 8) H. Zahn, Ztschr. f. Phys. **31**. S. 362. 1925.
- 9) W. Nernst, Ztschr. f. phys. Chem. **14**. S. 622. 1894.

Heidelberg, Abteilung für biologische Physik am Kaiser Wilhelm-Institut für medizinische Forschung, den 15. Juli 1935.

(Eingegangen 22. Juli 1935)

**Der elektrische und magnetische Effekt
auf die Heliumlinien bei senkrecht gekreuzten Feldern
Von Walter Steubing und Wilhelm Redepenning**

(Mit 6 Figuren)

§ 1. Einleitung

Das experimentelle Problem der Untersuchung des kombinierten Stark- und Zeeman-Effektes ist so alt wie der Stark-Effekt selbst, und in den langen Jahren seit seiner Entdeckung hat es nicht an Versuchen gefehlt, diese auch in theoretischer Hinsicht sehr interessante Aufgabe zu verwirklichen. Als erster veröffentlichte schon Stark¹⁾ im Jahre 1914, also kurz nach der Entdeckung seines Effektes, eine Arbeit, in der Richtlinien und Vorschläge experimenteller Art zur Untersuchung des gleichzeitigen Einwirkens elektrischer und magnetischer Felder auf das Wasserstoff- bzw. Heliumspektrum gemacht werden. Jedoch durchgeführt wurde die dort angegebene Untersuchungsmethode, soviel bekannt ist, nicht. In der vorliegenden Arbeit wurde ein prinzipiell anderer Weg eingeschlagen.

Über die ersten Ergebnisse unserer Arbeit ist bereits an anderer Stelle kurz berichtet worden²⁾. Hier ist auch auf die atomtheoretischen Schwierigkeiten hingewiesen worden, die sich der Untersuchung entgegenstellten und eine Begründung dafür gegeben, warum von uns zunächst das Helium und nicht der Wasserstoff untersucht wurde.

Die vorliegende Arbeit bringt neben einer genauen Beschreibung weitere Resultate unserer Untersuchung.

§ 2. Untersuchungsmethode

Für die Beobachtung des Stark-Effektes gibt es bekanntlich zwei Hauptmethoden, unter denen man im allgemeinen je nach dem erstrebten Ziel zu wählen hat. Die erste Methode führte Stark³⁾ 1914 zur Verwirklichung der Aufspaltung der Balmer-Serie des Wasser-

1) J. Stark, Verh. d. dtsch. Phys. Ges. **16**, S. 327. 1914.

2) W. Steubing, Ber. Berl. Akad. d. Wiss. S. 1935.

3) J. Stark, Ber. Berl. Akad. d. Wiss. und Ann. d. Phys. **43**, S. 965. 1914.

stoffs durch ein elektrisches Feld, dem die emittierenden Wasserstoffatome ausgesetzt wurden. Die Methode beruht darauf, daß man Kanalstrahlen hinter der Kathode beobachtet und sie dadurch in ein elektrisches Feld bringt, daß man der Kathode bei Drucken, die selbständige Entladung ausschließen, noch eine isolierte Hilfselektrode gegenüberstellt und an diese eine Spannung anlegt. Die zweite wurde von Lo-Surdo¹⁾ verwendet und nach dem letzteren benannt. Die Methode benutzt den anomalen Kathodenfall des Glimmstromes einer an der Kathode eingeschränkten Entladungsröhre als inhomogenes elektrisches Feld. Die direkt vor der Kathode durch Kathoden- und Kanalstrahlen angeregten Atome können hier ohne Hilfselektrode und -spannung direkt im Starkeffekt untersucht werden.

Vorversuche, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, hatten gezeigt, daß die Lo-Surdomethode für unsere Zwecke sich wenig eignet und darum verwendeten wir die Starksche Methode im magnetischen Felde.

Da ein äußeres Magnetfeld die Entladung einer Röhre so beeinflußt, daß die Strombahn seitlich abgelenkt, eingeschnürt und schließlich die Entladung ganz unterbunden wird, so konnten wir diese Schwierigkeiten bei der Starkschen Methode dadurch umgehen, daß wir das ganze Entladungsrohr von der Kathode ab bis zur Anode mit einem 15 mm starken Weicheisenhohlzylinder umgaben, welcher die zur Erzeugung der Kanalstrahlen nötige Entladung magnetisch abschirmte. In diesen „Schutzzylinder“ mußte die Kathode so weit hineinreichen, daß das Hauptstreu Feld des Magneten nicht mehr über sie herübergreifen konnte. Hierdurch bekam die Kathode bzw. der Weg, den die Kanalstrahlen in ihren „Kanälen“ zurücklegen mußten, bis sie in das elektrische Feld gelangten, die Länge von etwa 5 cm. Der hierdurch bedingte große Nachteil der geringeren Intensität an der Beobachtungsstelle mußte leider in Kauf genommen werden. Es sei bemerkt, daß es bei ungenügender Höhe der Kathode vorgekommen ist, daß die etwa 3 mm starke Wand des Entladungsrohres aus Quarz im Bruchteil einer Minute nach Einschaltung des Magneten und der Entladung durchgeschmolzen war. Selbst eine Wasserkühlung mit fließendem Wasser verhinderte nicht das Weichwerden des Quarzes.

Von den Möglichkeiten zwischen Beobachtungsrichtung und Richtung der elektrischen bzw. magnetischen Felder zueinander und zur

1) A. Lo-Surdo, Rend. Acc. d. Lineei 22. S. 665. 1913.

Richtung der Kanalstrahlen wird in der vorliegenden Arbeit nur der Fall behandelt, daß die Beobachtungsrichtung senkrecht steht sowohl zur Kanalstrahlenrichtung, wie zur Richtung des elektrischen und magnetischen Feldes (Transversaleffekt). Die Felder ihrerseits bilden wiederum einen rechten Winkel miteinander, während das elektrische Feld und die Kanalstrahlen in ihren Richtungen zusammenfallen.

In der Hauptsache wurden folgende Linien beobachtet:

$2s-3p$ (3888);
 $2p-4d$ (4471); $2p-5d$ (4026); $2p-6d$ (3819);
 $2p-4s$ (4713); $2p-5s$ (4120); $2p-6s$ (3867);
 $2S-3P$ (5015); $2S-4P$ (3964);
 $2P-4D$ (4921); $2P-5D$ (4387); $2P-6D$ (4143); $2P-7D$ (4009);
 $2P-4S$ (5047); $2P-5S$ (4437); $2P-6S$ (4168).

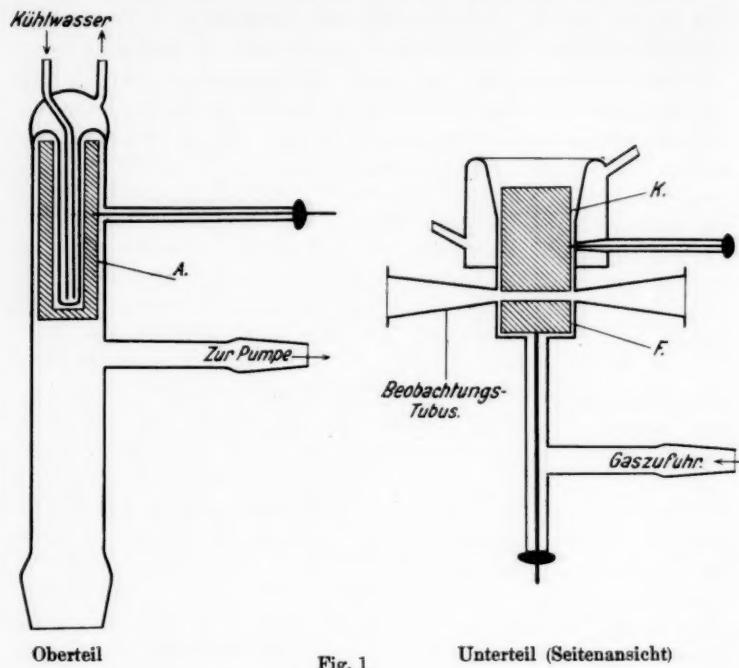
Sonst noch beobachtete, insbesondere Kombinationslinien werden weiter unten bei dem Bericht über die Resultate Erwähnung finden.

§ 3. Apparatur

a) Entladungsrohr

Zu den Untersuchungen wurde ein Entladungsrohr aus Quarzglas benutzt, das aus zwei Teilen, einem oberen und einem unteren besteht, die durch einen wassergekühlten Schliff verbunden werden. Der Abstand der Elektroden betrug etwa 20 cm, der Elektroden-durchmesser für Anode und Kathode 3 cm. Fig. 1 gibt eine schematische Zeichnung. In ihr bedeutet *A* die wassergekühlte Anode, *K* die Kathode und *F* die Feldplatte (Hilfselektrode). Ferner sind die Kühlung des Schliffes bzw. der Kathode, die Zuführungen für die Elektroden und die Rohransätze für Pumpe und Gaszufuhr zu erkennen. Als Material für Anode und Kathode wurde Aluminium gewählt, während sich für die Feldplatte eine Legierung aus 70% Beryllium und 30% Aluminium wegen seiner geringen Zerstäubung in der Heliumatmosphäre als sehr günstig erwies.

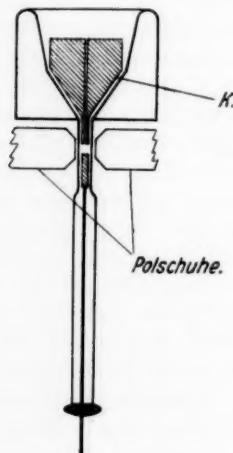
Um einen engen Magnetpolabstand verwenden zu können, waren Feldplatte und Kathode an der Beobachtungsstelle so schmal wie möglich ausgeführt. Eine Schnitzzeichnung (Fig. 2) senkrecht zur optischen Achse läßt dies erkennen. Auf diese Weise war es möglich, das Rohr zwischen Polschuhe von 5,75 mm Abstand zu bringen. Bei geeignetem Abstand von Kathode und Feldplatte war die Homogenität des elektrischen Feldes, die durch den Kanalstrahlschlitz in der Kathode natürlich gestört wurde, für



Oberteil

Fig. 1

Unterteil (Seitenansicht)

Fig. 2. Unterteil
(in Beobachtungsrichtung gesehen)Fig. 3. Eisenkörper
des Elektromagneten ohne Spulen

unsere Zwecke ausreichend. Bei einer Kanalstrahlschlitzbreite von etwa 0,8 mm konnte mit einem Feldabstand von 1,3 mm gut gearbeitet werden. Dies rechtfertigen die erhaltenen Spektrogramme.

b) Der Elektromagnet

Der Elektromagnet ist nach Angaben von W. Steubing hergestellt und in der Institutswerkstatt gewickelt worden. Sein Kern besteht aus einem vierkantigen Eisenring (Fig. 3) mit einem Außen-durchmesser von 38 cm und einem Innendurchmesser von 22 cm.

Er hat eine Höhe von 7,93 cm und ein Gewicht von 41,7 kg. Zur Aufnahme der Polschuhe und zum Einsetzen der Erregerspulen hat der Ring eine Öffnung von 8,3 cm. Die Polschuhe waren nicht wie sonst üblich kegelstutzförmig abgerundet, sondern besaßen eine rechteckige Stirnfläche von 30 mal 9,5 mm Größe, entsprechend der Größe (Länge) des verwendeten elektrischen Feldes. Sie bestehen aus einer Legierung von 30% Kobalt und 70% Eisen und werden durch Schrauben gehalten. Der Polabstand kann durch verschiedene Zwischenlagen, die zwischen die Polschuhe und die Ringfläche zu liegen kommen, beliebig variiert werden. Auf den Magnetring wurden vier Spulen aufgeschoben. Die Spulenkörper sind aus Messingblech von 1 mm Stärke hergestellt und jeder ist mit 24 mal 40 Windungen von 1,5 mm starkem Dynamodraht bewickelt worden. Somit hat der gesamte Magnet rund 4000 Windungen, deren Ohm'scher Widerstand in kaltem Zustand ungefähr 18 Ohm beträgt. Zur besseren Ableitung der Jouleschen Wärme wurde nach je zwei Lagen Draht eine Lage Messingblech in die Spulen eingepaßt und mit den Flanschen verlötet. Von außen wurden mit Hilfe von Schraubzwingen an die Spulenkörper flache Kästen aus Kupferblech angedrückt, die von Kühlwasser durchflossen wurden. Temperaturmessungen im Innern der Spulen durch eingeführte Thermoelemente haben gezeigt, daß sie trotz des relativ dünnen Drahtes einer Belastung von 10 Amp. für unbegrenzte Betriebsdauer gewachsen sind, ohne Schaden zu nehmen.

Das Gesamtgewicht des Magneten ohne Kühltsachen beträgt 84,7 kg. Er liefert bei einem Polabstand von 5,75 mm zwischen den genannten Polschuhflächen von 30 mal 9,5 mm mit 6 Amp. Betriebsstrom ein homogenes Feld von 20000 Oe. Die Betriebszeit ist unbegrenzt und der Verbrauch bei dieser Feldstärke etwa 720 Watt. Wir befinden uns dabei bereits im Gebiet der beginnenden Sättigung des Eisens, so daß sich für das halbe Feld, also etwa 10000 Oe, der Verbrauch bereits auf etwa 35 Watt reduziert. (Vgl. dazu die Kurve der Fig. 4 auf S. 166.)

Wie oben bereits erwähnt, stand zur Abschirmung des Entladungsrohres vor dem Streufeld des Magneten auf diesem ein Hohlzylinder aus Weicheisen. Zur Vermeidung eines magnetischen Kurzschlusses war eine Zwischenlage aus Messing vorgesehen. Die Feldstärkemessungen wurden im Entladungsrohr selber mit Schutzzylinder

vorgenommen und zwar genau an den Stellen der Beobachtung, nachdem die Elektroden aus dem Rohr entfernt waren. Gemessen wurde mit einer Wissmutspirale von Hartmann und Braun und mit einer kleinen Induktionsspule, die in einem Präzisionssolenoid¹⁾ geeicht und für höhere Werte extrapoliert war. Die nach diesen beiden Methoden erhaltenen Daten für das magnetische Feld stimmten gut miteinander überein.

Der Strom für den Magneten wurde dem Stadtnetz (220 Volt) bzw. der Institutsbatterie (max. 110 Volt) entnommen und die Konstanz der

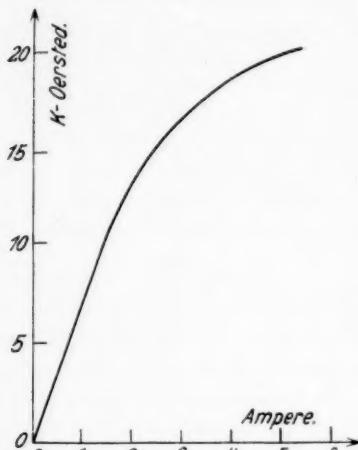


Fig. 4

Stromstärke mit einem Präzisionsamperemeter während der ganzen Dauer der Aufnahmen kontrolliert.

c) Spannungsquelle

Die Spannungen wurden sowohl für die Entladung, wie für das Feld aus einer Stabilivoltanlage entnommen, die in der Dissertation von L. Kassner²⁾ eingehend beschrieben wurde. Die Feldspannung wurde an einem Hochspannungsvoltmeter nach Starke-Schröder abgelesen.

d) Optik

Als Optik diente ein 3 m-Konkavgitter in Eaglescher Aufstellung. Einzelheiten sind ebenfalls aus der Kassnerschen Arbeit zu ersehen. Im Gegensatz zu den damaligen Verhältnissen war es bei unserer Feldanordnung möglich, die parallel und senkrecht zum elektrischen Feld schwingenden Komponenten („p“- bzw. „s“-Komp.)

1) G. Neumann, Ann. d. Phys. 45. S. 543ff. 1914.

2) L. Kassner, Ztschr. f. Phys. 81. S. 351ff. 1933.

durch einen passend geschliffenen Kalkspatkristall so zu zerlegen, daß sie auf dem Gitterspalt und somit auf den photographischen Platten getrennt übereinanderlagen. Das Kanalstrahllicht wurde durch diesen Kalkspat auf den Spalt etwa 1:1 mit einer Quarzlinse aus geschmolzenem SiO_2 von 15 cm Brennweite abgebildet.

e) Vakuumapparatur

Zum Auspumpen der Apparatur diente eine dreistufige Vollmersche Quecksilberdiffusionspumpe aus Quarz mit Wasserstrahlvorvakuum. Da diese mit Gasbrenner beheizte Pumpe durch ihre Wärmeausstrahlung die Erreichung der für die Gitteraufstellung notwendige Temperaturkonstanz unmöglich machte, fand ihre Aufstellung in einem anderen Raum statt. Der sich dadurch ergebende mehrere Meter lange Pumpweg wirkte sich insofern bei uns günstig aus, als er auf bequeme Weise ein sehr langsames Strömen des Heliumgases durch das Entladungsrohr erreichen ließ. Das Gas befand sich unter einem Druck von 10—20 cm Hg in einem mehrere Liter fassenden Vorratsgefäß und mußte, bevor es in das Entladungsrohr gelangte, eine mit flüssiger Luft gekühlte Gasfalle und ein fein regulierbares Nadelventil passieren. Die Füllung des Vorratsgefäßes aus den uns gelieferten kleinen Stahlflaschen gelang auf folgende Weise am besten: die Verschlußkappe der Stahlflasche wurde durchbohrt und ein biegsamer hochvakuumdichter Tombakschlauch eingelötet. In das freie Ende des Tombakschlauches wurde ein Normalschliff mit rotem Siegellack eingekittet. Das Vorratsgefäß seinerseits besaß einen Ansatz mit Hahn- und Normalschliff. Nach Aneinandersetzen der Schiffe wurden das Vorratsgefäß und der Tombakschlauch bis zum Stahlflaschenhahn auf das für uns erreichbare Vakuum (etwa 10^{-6} mm Hg) ausgepumpt. Nach Absperrung des Pumpenhahns wurde der Hahn an der Stahlflasche vorsichtig so lange geöffnet, bis das am Vorratsgefäß befindliche abgekürzte Vakuummeter den gewünschten Druck anzeigte. Die so erhaltenen Füllungen waren reiner, als die vorher mit Reduzier- und Nadelventilen verschiedenster Konstruktionen erzielten. Außerdem dürfte es der sparsamste Weg sein, Gase aus einer Stahlflasche in eine Glasapparatur zu bekommen, da bei der Füllung nichts verloren geht, wenn man von den Spuren von Gas im Tombakschlauch absieht.

f) Plattenmaterial

Es wurde durchweg mit der Ilford-Golden-Iso-Zenithplatte gearbeitet. Der Nachteil ihrer Grobkörnigkeit wurde wegen ihrer sehr

hohen Empfindlichkeit in dem untersuchten Spektralgebiet in Kauf genommen. Es war trotz der hochempfindlichen Platte bei allen Aufnahmen eine Belichtungszeit von 12 Std. notwendig, um die gewünschten Aufspaltungsbilder in genügender Schwärzung zu erhalten. Die Platten wurden in der Weise vorbelichtet, daß das rote Licht einer Dunkelkammerlampe (Agfa-Filter Nr. 107) im Abstande von 50 cm 2 Min. auf sie einwirkte. Dadurch wurde die Empfindlichkeit auf das Doppelte gesteigert. Entwickelt wurde stets mit Rodinal in verschiedener Verdünnung (1:10 bis 1:5). Teils wurde nach Zeit (4 Min.), teils bis an den Grauschleier heran entwickelt. Die Temperatur des Entwicklers wurde immer genau auf 18° C gehalten. Zur Orientierung über die Lage der Komponenten wurde auf jede Aufnahme noch das unzerlegte Heliumspektrum aus einem Geislerrohr aufgenommen. Bei den Aufnahmen dieses „Vergleichsspektrums“ wurde der Teil des Spaltes zugedeckt, auf den das Bild aus dem eigentlichen Versuchsrohr fiel. Dies geschah, um durch das Vergleichsspektrum die Aufspaltungsbilder an den Stellen der Ruhelinien nicht zu stören. Das Licht des Geislerrohres wurde mit einem weißen Schirm diffus auf den Spalt reflektiert, um eine gleichmäßige Ausleuchtung des Gitters zu gewährleisten. Die Belichtungszeit des Vergleichsspektrums von 10 Min. wurde zur Hälfte vor und zur Hälfte nach der eigentlichen Aufnahme exponiert. Die Vorversuche hatten nämlich gezeigt, daß durch geringe Temperaturschwankungen im Zimmer eine Verschiebung des Spektrums auf der Platte eintreten konnte. Da diese Tatsache die Resultate erheblich falschen mußte, diente neben einem Thermographen das so aufgenommene Vergleichsspektrum als Temperaturkontrolle.

§ 4. Ergebnisse an den einzelnen Linien

Zu unseren Resultaten über den Einfluß kombinierter elektrischer und magnetischer Felder auf das Heliumspektrum ist zunächst prinzipiell zu sagen, daß sich das Magnetfeld *in erster Linie* auf die Komponenten auswirkt, die senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien schwingen. Das heißt für die vorliegende Art der Untersuchung, daß die *Haupt*beeinflussung auf die *p*-Komponenten des Starkeffektes erfolgt.

Entscheidend für das Verhalten der einzelnen Linien bzw. Serien sind, wie die Aufnahmen zeigen, zwei Bedingungen, nämlich:

1. Das Verhältnis elektrisches/magnetisches Feld.
2. Absolutgröße des Starkeffektes der betreffenden Linie.

Einer der Hauptunterschiede zwischen Starkoeffekt und Zeeman-Effekt ist die Veränderlichkeit in der Größe und Zahl der Linienaufspaltungen von Linie zu Linie und Serie zu Serie beim Starkoeffekt im Gegensatz zu den beim Helium stets nur in geringer Zahl auftretenden Aufspaltungskomponenten gleicher Größenordnung beim Zeeman-Effekt. Dementsprechend ist in unserem Falle, wo ein homogenes elektrisches Feld von bestimmter Stärke mit einem homogenen magnetischen Feld von bekannter Stärke senkrecht gekreuzt wird, der Einfluß stets auf jede Linie und Serie insofern verschieden, als eigentlich jede Linie anderen Bedingungen unterliegt. Wie die Einzelergebnisse im folgenden erkennen lassen, kann man an Linien geringen Starkoeffektes nur Zeemanzerlegungen wahrnehmen, deren Größe allerdings durch das angelegte magnetische Feld *von der normalen abweicht*. Umgekehrt sind an Linien mit großem Starkoeffekt keine Zerlegungen mehr erkennlich, sondern typische Erscheinungen von Instabilität = verbreiterten Komponenten, die ganz das normale Aussehen und zum Teil ihre Lage verlieren. Diese Art der Beeinflussung durch das magnetische Feld läßt sich zunächst bemerken, wenn man das Verhalten einer bestimmten Linie bei stärker werdendem elektrischem Feld verfolgt. Darüber hinaus ist aber die gleiche Gesetzmäßigkeit bei Serien, die im Starkoeffekt in viele Komponenten aufspalten, auch innerhalb der Komponenten einer einzelnen Linie bei einem gegebenen elektrischen Feld zu beobachten. Im letzten Falle erhalten wir für die Aufspaltungskomponenten nahe der Ruhelinie Zeemanzerlegungen, deren Größe wiederum nicht mit der normalen übereinstimmt, vorausgesetzt, daß das wirksame elektrische Feld nicht zu groß ist. Die weit aufgespaltenen Komponenten ergeben das Bild des obenerwähnten „großen“ Starkoeffektes. Die beobachteten Gesetzmäßigkeiten bei den einzelnen Serien und Aufspaltungsbildern sind in der eingangs erwähnten Veröffentlichung in der Hauptsache zusammengestellt. Das Verhalten der einzelnen Linien tritt wegen der beim Heliumspektrum teilweise ganz großen Starkoeffekte vielleicht am klarsten und einfachsten dann hervor, wenn das elektrische Feld klein, aber das magnetische möglichst groß gehalten wird. Dies lassen Aufnahmen bei einem elektrischen Feld von 10000 Volt/cm und einem magnetischen Feld von 20000 Oe gut erkennen.

In dem nun folgenden Teil sind die Einzelergebnisse für verschiedene elektrische Feldstärken nach Serien geordnet (unter 100000 Volt/cm) zusammengestellt. Das Magnetfeld war stets 20000 Oe. Zunächst werden die beiden Hauptserien von Helium II und Helium I, sodann die beiden zweiten oder scharfen Nebenserien und schließlich die beiden ersten oder diffusen Nebenserien behandelt.

5015 (2 S—3 P) (2. Glied der Hauptserie von Helium II)¹⁾. Die *p*-Komponente dieser Linie wird durch das Magnetfeld in ein Dublett aufgespalten, dessen Abstand 0,5—0,6 ÅE beträgt und somit den normalen Zeeman-Effekt an Größe übertrifft. Die Intensität der Dublett-Komponenten ist gleich. Die Größe der Aufspaltung bleibt für die von uns verwendeten elektrischen Felder konstant, während die aufgespaltene *p*-Komponente sich nach kurzen Wellen verschiebt, wie im reinen Stark-Effekt die unzerlegte Linie. Die *s*-Komponenten zeigen keinen Einfluß des Magnetfeldes und werden nur vom elektrischen Feld nach Violett verschoben.

3964 (2 S—4 P) (3. Glied der Hauptserie von Helium II). Bei diesem Glied ist die Zeeman-Zerlegung der *p*-Komponente nur noch etwa 0,3 ÅE, wie nach den Gesetzmäßigkeiten des Zeeman-Effektes für Helium zu erwarten ist; sie scheint immerhin noch größer zu sein, als beim reinen Zeeman-Effekt. Jedoch geht die Aufspaltung mit höheren elektrischen Feldern in kompliziertere Zerlegungen über, deren genauere Struktur wir nicht anzugeben vermögen, da für diesen Zweck die Dispersion des Gitters (5,78 ÅE/mm) bzw. die Stärke des Magnetfeldes nicht ausreicht. Steigert man bei konstantem Magnetfeld die elektrische Feldstärke über 50 kV/cm, so verschwimmt das Zerlegungsbild mit starker Verbreiterung nach Violett.

Die *s*-Komponente ist bereits bei 10 kV/cm verbreitert und scheint bei höheren Feldern ebenfalls in ein Dublett aufzuspalten. Bei noch weiterer Steigerung des elektrischen Feldes geht die *s*-Komponente in dieselbe Verbreiterungstyp über wie die *p*-Komponente.

3888 (2 s—3 p) (2. Glied der Hauptserie von Helium I). Von der Hauptserie des Ortho-Helium haben wir leider nur das zweite Glied auf unseren Spektrogrammen. Die *s*-Komponente ist stets unbeeinflußt und die Zeeman-Zerlegung bleibt für alle elektrischen Felder konstant und ist augenscheinlich von derselben Größe wie beim normalen Zeeman-Effekt.

5047 (2 P—4 S) (3. Glied der 2. Nebenserien von Helium II). Die scharfen Nebenserien zeigen ein ganz ähnliches Verhalten. Bei der

1) Aus der kürzlich erschienenen Dissertation von K. Sjögren, Lund: Experimentelle Untersuchungen des Stark-Effekts bei Wasserstoff und Helium, S. 68, geht hervor, daß für 5015 bei einer Feldstärke von 65,4 kV/cm der Stark-Effekt für *p*- und *s*-Komponenten von gleicher Größe ist. Nach unseren Aufnahmen ist dies keineswegs der Fall. Schon bei Feldern kleiner als 50 kV/cm ist deutlich zu erkennen, daß die *p*-Komponenten stärker verschoben werden als die *s*-Komponenten.

Linie 5047 ist die *s*-Komponente bis 50 kV/cm scharf und unbeeinflußt durch das Magnetfeld. Bei Feldern darüber wird sie mehr und mehr unscharf. Die *p*-Komponente hat übernormale Zeemanzerlegung, ist bei kleinem elektrischen Feld scharf, beginnt bei etwa 50 kV/cm zu verschwimmen, um bei noch höheren Feldern ohne sichtbare Trennung in verwaschene Streifen gleicher Breite überzugehen.

4437 (2 *P*—5 *S*) (4. Glied der 2. Nebenserie von Helium II). Hier zeigt schon bei 10000 kV/cm die *p*-Komponente ein etwas verwaschenes Dublett und bei höheren Feldern finden wir das gleiche Auftreten komplizierterer Zerlegungen wie bei 3964 mit dem Unterschied, daß die Verschmierung nach Rot hin erfolgt. Für die *s*-Komponente gilt bis auf die Verbreiterung, die auch hier auf der roten Seite liegt, genau das gleiche, was von der *s*-Komponente der 3964 gesagt wurde.

4168 (2 *P*—6 *S*) (5. Glied der 2. Nebenserie von Helium II). Die *s*-Komponente dieser Linie läßt bei 10 kV/cm eine deutliche scharfe Dublettstruktur erkennen. Diese beginnt bei 30 kV/cm unscharf zu werden und verschwimmt mit höher werdendem Feld immer mehr nach Rot. Solange das Dublett noch erkennbar ist, liegt die an Intensität schwächere Komponente auf der roten Seite. Die durch das Magnetfeld aufgespaltete *p*-Komponente ist schon bei 10 kV/cm unscharf und bereits bei 30 kV/cm völlig verwaschen und nach Rot verschmiert. Eine Trennung ist nicht mehr möglich.

4713 (2 *p*—4 *s*) (3. Glied der 2. Nebenserie von Helium I). Bei allen elektrischen Feldstärken zeigt diese Linie ein scharfes Dublett der *p*-Komponente, während die *s* einfach und scharf bleibt.

4120 (2 *p*—5 *s*) (4. Glied der 2. Nebenserie von Helium I).

3867 (2 *p*—6 *s*) (5. Glied der 2. Nebenserie von Helium I). Diese beiden Glieder der scharfen Nebenserie des „Dublettsystems“ lassen für die *s*-Komponenten keinerlei Einfluß des Magnetfeldes erkennen. Nur bei dem 5. Glied macht bei ganz hohen Feldern die *s*-Komponente einen verbreiterten Eindruck. Das Zeemandublett der *p*-Komponente ist schon bei kleinen Feldern unscharf und verschiebt sich mit wachsendem Feld bei zunehmender Verbreiterung mehr und mehr nach Rot.

4921 (2 *P*—4 *D*) (2. Glied der 1. Nebenserie von Helium II) zeigt bei 10 kV/cm eine scharfe Dublettzerlegung der beiden *p*-Komponenten, wobei die intensivere auf der roten Seite liegt. An *s*-Komponenten finden wir eine unscharfe am Ort der unzerlegten Linie und eine aufgespaltene auf der kurzwelligen Seite. Da in das

Bild dieser Linie die im elektrischen Felde erzwungene, von Liebert¹⁾ zuerst beobachtete Kombinationslinie 4911 (2 P —4 D) hineinfällt, die schon bei kleinen Feldern erscheint, ist es schwierig zu entscheiden, wie weit die Dublettzerlegungen zum Kombinationsglied und zum Glied der 1. Nebenserie selbst gehören. Während bei 10 kV/cm alle Komponenten relativ scharf sind, ändert sich dies mit steigendem Feld völlig. Schon bei 30 kV/cm beginnen die Aufspaltungskomponenten besonders bei s zu verschmieren. Bei noch höheren Feldern ist außer der Kombinationslinie, die in p ein Dublett, in s eine Verwaschenheit nach Violett zeigt, von Einzelzerlegungen nichts mehr wahrnehmbar. Sowohl die langwelligen, wie die violetten Komponenten von p und s geben die starken Verbreiterungerscheinungen mit scharfem Rand zur Ruhelinie nach außen kontinuierlich abklingend, wie dies in unserer ersten Mitteilung geschildert und an der dort reproduzierten Linie (a. a. O. Taf. I, Fig. 1a) zu sehen ist.

4387 (2 P —4 D) (3. Glied der 1. Nebenserie von Helium II). Bei dem nun folgenden Glied nimmt die Anzahl der p -Komponenten gegenüber dem vorigen um eine zu. Bei 10 kV/cm ergeben sich drei schwache, aber scharfe Dubletts mit normalen Zeemanaufspaltungen, von denen das rote am intensivsten und geringsten aufgespalten ist. Den Intensitätsverlauf von Rot nach Violett zeigen auch die s -Komponenten. Bei ihnen ist eine erheblich kleinere Dublettzerlegung angedeutet. Von etwa 30 kV/cm ab verschwimmen die Einzelzerlegungen und die Verbreiterungerscheinung überwiegt, die bei noch höheren Feldern, größer als 40 kV/cm das typische Bild (a. a. O. Taf. I, Fig. 1b) liefert.

Die Kombinationslinie 4383 (2 P —5 P) zeigt ein ganz besonders merkwürdiges Verhalten. Bei niedrigen Feldern ist keine Zerlegung der p -Komponente zu sehen, während die an Intensität schwächere s -Komponente aufspaltet. Noch bei 30 kV/cm ist p scharf und intensiver als das s -Dublett, aber bei weiterer Steigerung des Feldes tritt die Intensität der p -Komponente gegenüber der von s immer mehr zurück und oberhalb 50 kV/cm verschwindet die p -Komponente vollständig, während das s -Dublett stark unscharf wird. Wir haben hier erstmalig den Fall vor uns, daß die p -Komponente bis zum Verschwinden scharf bleibt, während die s -Komponente von niedrigen Feldstärken an aufspaltet und an Intensität die p -Komponente bei hohen Feldern übertrifft (vgl. auch a. a. O. Taf. I, Fig. 1b).

4143 (2 P —6 D) (4. Glied der 1. Nebenserie von Helium II). Es findet sich bei niedrigen Feldstärken das gleiche Bild wie bei

1) G. Liebert, Ann. d. Phys. 56. S. 612ff. 1918.

4387, d. h. starke Dublettzerlegungen bei p , kleinere bei s . Der Intensitätsverlauf ist von Rot nach Violett abfallend. Bei 30 kV/cm verwaschen die Dublettaufspaltungen völlig. Die Kombinationslinie 4141 (2 P —6 P) läßt bei 10 kV/cm p intensiver als s ohne Aufspaltung erkennen. Bei höheren Feldern (größer als 30 kV/cm) wird p unscharf und s spaltet etwas auf.

4009 (2 P —7 D) (5. Glied der 1. Nebenserie von Helium II). Dieses Glied ist außerordentlich lichtschwach und wir möchten davon absehen, nähere Einzelheiten anzugeben. Die Gesetzmäßigkeiten scheinen sich aber in den Rahmen des Gesamtbildes einzufügen.

Bevor wir nun zu der diffusen Nebenserie des Ortho-Heliums übergehen, seien einige Bemerkungen allgemeiner Natur eingeschaltet. Es läßt sich durchweg feststellen, daß der Einfluß auf die Serien des Dublettsystems (He I) ein weniger komplizierter als der auf die Linien des Singuletsystems (He II) ist. Besonders augenfällig tritt dies bei der Betrachtung der s -Komponenten hervor, aber auch die magnetischen Zerlegungen der p -Komponenten sind allgemein beim Ortho-Helium (He I) einfacher als beim Par-Helium (He II).

Das eigentümliche Verhalten einzelner Kombinationslinien, die sowohl in ihren Intensitätsverhältnissen, wie in der Art ihrer Aufspaltung ein von den anderen Linien gänzlich abweichendes Verhalten zeigen, wird noch eine besondere Untersuchung dieser Linien auch ohne Magnetfeld erforderlich machen.

4471 (2 s —4 d) (2. Glied der 1. Nebenserie von Helium I). Die s -Komponenten lassen keinerlei Einfluß erkennen, während die p -Komponenten bei 10 kV/cm in zwei scharfe Zeemandubletts aufgespalten werden. Schon bei 20 kV/cm werden diese beträchtlich unscharf und geben von 30 kV/cm ab das Bild wie a. a. O. Taf. I, Fig. 2a.

4026 (2 p —5 d) (3. Glied der 1. Nebenserie von Helium I). Bei 10 kV/cm werden die p -Komponenten in drei Dubletts zerlegt, deren Schärfe und Aufspaltungsgröße bei der mittelsten Komponente am meisten auffällt. Die mittelste der drei s -Komponenten hat eine schwache Aufspaltungskomponente. Der Intensitätsverlauf des Gesamtbildes geht von Rot nach Violett. Während bei Feldern über 40 kV/cm keine Einzelheiten mehr zu erkennen sind, ist diese Linie bei den dazwischenliegenden Feldwerten ein besonders schönes Beispiel für das oben über den Einfluß auf „kleine“ und „große“ Starkeffekte Gesagte. So ist z. B. bei 30 kV/cm die Dublettaufspaltung an den mittleren Komponenten (kleiner Starkeffekt) noch erkennbar, während die äußeren (großer Starkeffekt) bereits die typischen Verbreiterungerscheinungen zeigen.

3819 (2 p —6 d) (4. Glied der 1. Nebenserie von Helium I). Hier verschmieren die Aufspaltungsbilder ab 30 kV/cm schon völlig, da die Starkeffektaufspaltung schon recht beträchtlich wird. Nur bei 10 kV/cm erhielten wir vier bemerkenswert scharfe s -Komponenten und vier Zeemandubletts bei den p -Komponenten, von denen die mittleren die schärfsten sind.

§ 5. Intensitätsänderungen

Genauere Angaben über die Intensitätsverhältnisse und ihre Änderungen bei Linien- und Aufspaltungsbildern sind aus folgenden Gründen schwer zu machen. Die Lichtstärke der gesamten Anordnung war nicht groß genug, um mit beliebigen Linien im Normal-schwärzungsbereich arbeiten zu können. Vielmehr reichte die zwölfstündige Expositionszeit bei Verwendung der höchstempfindlichen, leider auch entsprechenden grobkörnigen Plattensorte gerade aus, um nur schwächere Linien prüfen zu können. Letztere bleiben dadurch noch im Gebiet der Unterexposition, während die intensivsten Linien bei der gleichen Aufnahme schon stark überexponiert erscheinen, wodurch ebensowohl Intensitätsunterschiede, wie Feinheiten des Aufspaltungsbildes verlorengehen können. Durch entsprechend kürzer belichtete Aufnahmen war bei starken Linien Klarheit zu schaffen, bei den schwachen dagegen nicht. Mit Sicherheit läßt sich aber behaupten, daß unter der gleichzeitigen Einwirkung beider Felder die Anregung des Gesamtlinienspektrums viel intensiver ist, als bei gleichen Entladungsbedingungen, falls kein äußeres Feld oder nur beide Felder einzeln auf die leuchtenden Atome einwirken. Daß unter diesen Verhältnissen auch das erste Glied der Fowlerschen Heliumserie, wenn auch schwach, erscheint, ist bereits in unserer ersten Mitteilung erwähnt worden. Versuche, die Fowlerserie in der Starkschen Feldanordnung auf andere Weise anzuregen, schlugen fehl. Bei niedriger elektrischer Feldstärke wird die Linie weniger stark angeregt.

§ 6. Fehlerquellen

Zunächst sei darauf hingewiesen, daß es im Jahre 1916 W. Wien¹⁾ gelang, eine elektrische Zerlegung der Balmerserie dadurch zu erreichen, daß er Wasserstoffkanalstrahlen hoher Geschwindigkeit (etwa 10⁸ cm/sec.) die Kraftlinien eines starken Magnetfeldes schneiden ließ. Er beobachtete dabei durch die durchbohrten Polschuhe des Magneten und erhielt so den Transversaleffekt.

Um nun einwandfrei festzustellen, ob der Wiensche Effekt bei unseren Untersuchungen nach Beobachtungsart als Longitudinal-

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 49. S. 842. 1916.

effekt eine Rolle spielte, machten wir einige Kontrollversuche. Zunächst wurde das Heliumspektrum aus einem Geißlerrohr, das sich in dem Magnetfeld von 20 000 Oe befand, aufgenommen. Wir erhielten so die normale Zerlegung des Spektrums im Zeeman-Effekt. Sodann wurde mit einer Entladespannung von 12 000 Volt eine Aufnahme der Kanalstrahlen in demselben Magnetfeld gemacht. Dazu wurde die Hilfselektrode (Feldplatte) aus dem Rohr herausgenommen. Wenn auch die Geschwindigkeit der Helium-kanalstrahlen gegenüber derjenigen der Wasserstoffkanalstrahlen nur etwa $\frac{2}{3}$ so groß ist, so hätte man bei der Dispersion von 5,78 Å/mm eine eventuelle elektrische Zerlegung im Longitudinaleffekt unbedingt erkennen müssen. Dieses war aber keineswegs der Fall. Beide Aufnahmen, die mehrfach wiederholt wurden, ergaben gerissen scharfe Zeemanauflösungen, und bei keiner Linie ist auch nur eine Andeutung (vgl. Figg. 5 und 6c) des Wienschen Verbreitungseffektes zu erkennen. Wir möchten daher behaupten, daß unsere Untersuchung des Heliumspektrums in senkrecht gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern von einer Beeinflussung durch den Wienschen Effekt frei war. Man kann somit die Vermutung aussprechen, daß in unserem Falle der elementare Vorgang der Lichtemission in der Hauptsache von den ruhenden Teilchen ausging. Diese Auffassung und diese Ergebnisse decken sich mit denen, die Stark¹⁾ aus einem Studium des Dopplereffektes an Heliumkanalstrahlen folgerte. Er fand, daß der Dopplereffekt bei reinstem Helium kaum wahrnehmbar ist und erst bei Zusatz eines elektronegativen Gases in Erscheinung tritt. Das von uns verwendete Helium war aber stets von äußerster Reinheit, so daß keine Emission von schnell bewegten Teilchen zu erwarten ist.

§ 7. Sekundäreffekte

Es bleibt noch die Frage zu behandeln, ob und welche Sekundäreffekte, die hier beschriebenen Linienveränderungen und Aufspaltungen beeinflussen und als Fehlerquellen in Betracht kommen können.

Die augenfälligste neuartige Wirkung der gekreuzten Felder besteht in den Veränderungen der Starkeffektkomponenten der weit aufgespaltenen Linien, die als einseitige Verbreiterungen in Erscheinung treten. — Verbreiterte bzw. verwischte Komponenten können die Folge von Schwankungen oder Inhomogenitäten des elektrischen Feldes sein (solche des Magnetfeldes können hier außer Betracht bleiben). Die Stärke und Konstanz des elektrischen Feldes im allgemeinen ist

1) J. Stark, A. Fischer u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **40**, S. 499. 1913.

durch die Kontrolle von Spannung und Feldstrom durch die Instrumente möglich und gesichert, dagegen könnten über die innere Homogenität des elektrischen Feldes, die sich hauptsächlich nur optisch wird nachweisen lassen, Zweifel entstehen, wenn man die Veränderungen im elektrischen Feld durch die Ladungsträger beim Zuschalten des Magnetfeldes berücksichtigt. Außer den vorhandenen Ionen werden durch solche kräftige Felder besonders die vorhandenen oder neu erzeugten Sekundärelektronen in ihrer Bewegung und Bahn stark beeinflußt und können lokale Inhomogenitäten, Raumladungen und dergleichen hervorrufen, die an den Meßinstrumenten des Gesamtfeldes nicht erkennbar wären. Ferner könnten die Intensitätsänderungen des Kanalstrahlenlichtes (Grünfärbung) beim Zuschalten des Magnetfeldes auf besondere Anregung durch Elektronen zurückzuführen sein, weil die auf der verstärkten Anregung der Par-Heliumserien beruhende Färbung mit der Anregung in Kathodenstrahlen (negatives Glimmlicht) parallel verläuft¹⁾.

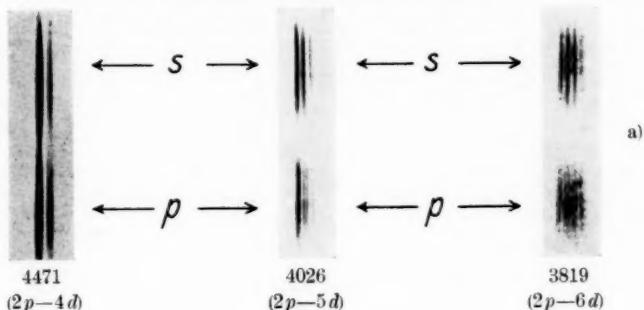
Wir haben daher Kontrollversuche unternommen, die sich zunächst auf Variation des elektrischen Feldes bei Feldvorzeichen und Richtung erstreckte — dabei war festzustellen, daß der Feldstrom (durch unselbständige Entladung) beim An- und Abschalten der Magnetfelder keine nennenswerten Änderungen erfährt, gleichgültig ob das elektrische Feld an der Spannungselektrode gegenüber der geerdeten Kathode durch positive oder negative Aufladung erzeugt wurde. Daß der Feldstrom bei positivem Feld an sich geringer ist als bei negativem Feld, ist bekannt und von keiner Bedeutung. Wesentlich ist hier aber die Tatsache, daß das Spektrogramm bei gekreuzten Feldern hinsichtlich der Komponentenverbreiterungen ein gleiches Bild liefert unabhängig von der Feldrichtung und dem Feldstrom.

Entscheidend dürften aber die Ergebnisse aus den Spektrogrammen an den einzelnen Linien selbst sein. Notwendigerweise können Inhomogenitäten und Schwankungen der elektrisch besonders beeinflußten Linien nur an ihnen optisch nachgewiesen werden, d. h. die Schärfe, Aufspaltung, Verschiebung an solchen Linien, die nur Zeeman-Effekt besitzen bzw. elektrisch kaum aufgespalten oder verschoben werden, können zur Beurteilung nicht herangezogen werden. So wäre ein sicheres Kriterium optisch kaum möglich, wenn nicht der Stark-Effekt selbst ein zuverlässiges Mittel durch die von ihm erzwungenen Kombinationslinien böte, deren Lage sehr „feldempfindlich“ ist, mit anderen Worten, die Linien einer Kombinationsserie, wie wir solche verschiedentlich

1) Auf diesen Punkt hat uns Herr J. Stark persönlich freundlicherweise hingewiesen.

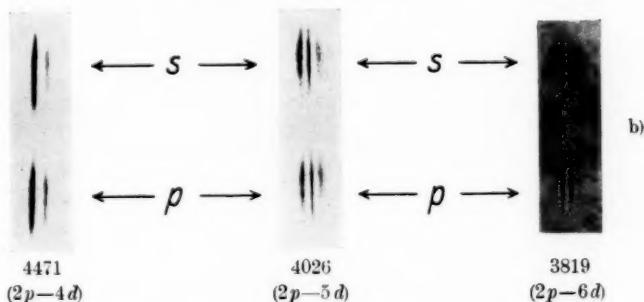
2., 3. und 4. Glied der 1. Nebenserie von Helium I (Orthohelium)

Elektrisches Feld 10000 Volt/cm
und senkrecht dazu magnetisches Feld 20000 Oe



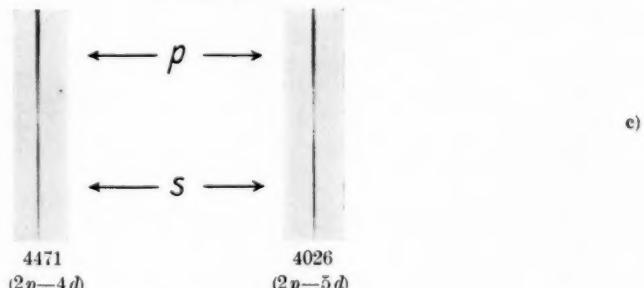
a)

Nur elektrisches Feld 10000 Volt/cm



b)

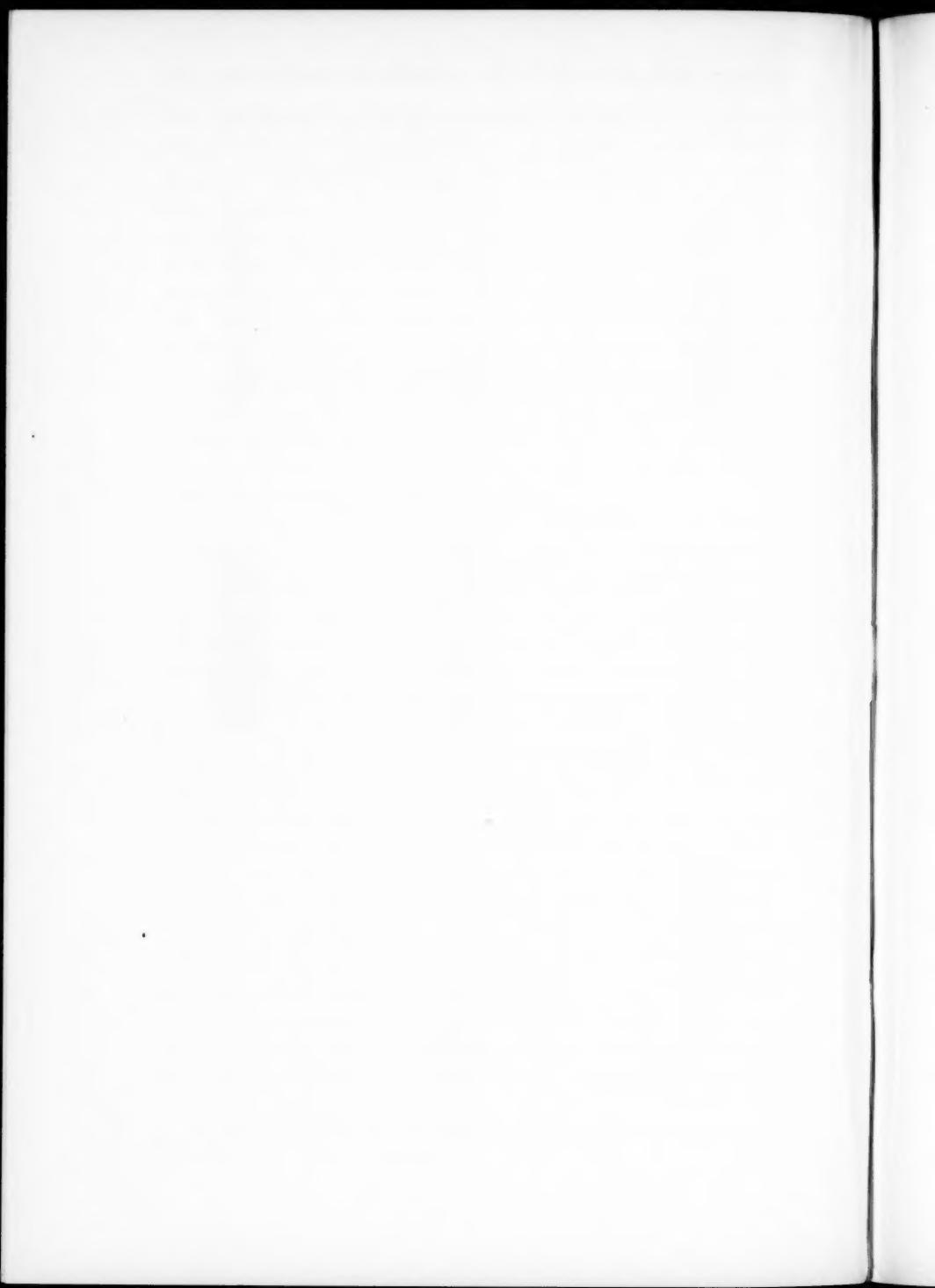
Nur magnetisches Feld 20000 Oe



c)

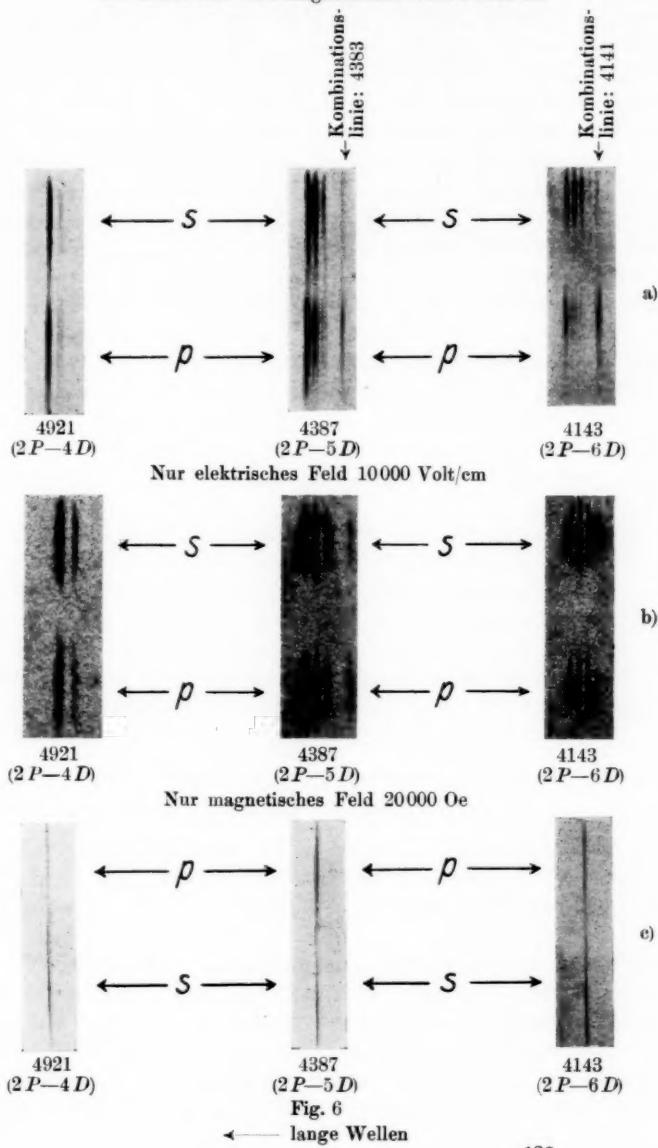
Fig. 5

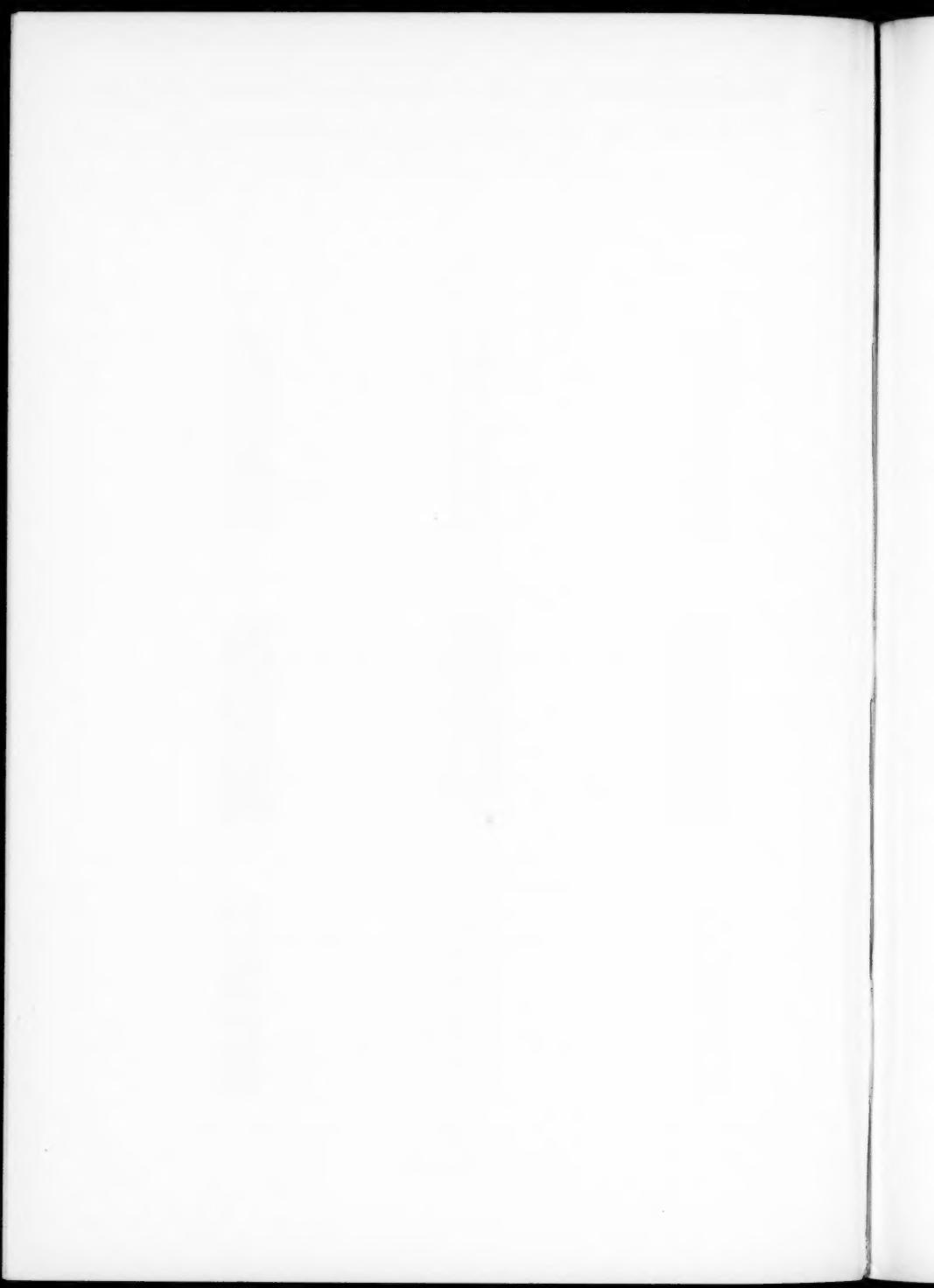
← lange Wellen



2., 3. und 4. Glied der 1. Nebenserie von Helium II (Parhelium)

Elektrisches Feld 10000 Volt/cm
und senkrecht dazu magnetisches Feld 20000 Oe





auf den Spektrogrammen besitzen, zeigen mit steigender Gliednummer bei wachsender elektrischer Feldstärke ganz große Verschiebungen, bleiben aber auf unseren Spektrogrammen scharf bzw. spalten in Zeemanzerlegungen auf, was *nicht* möglich wäre, wenn sie prozentual den gleichen Schwankungen unterliegen würden, die an den Komponenten der ersten Nebenserien Verbreiterungen von der Größenordnung = 10% der Gesamtaufspaltung hervorgerufen hätten. Da es aber nicht vorstellbar ist, daß bei einer Gruppe von Linien, die große Starkeffekte und Aufspaltungen besitzen, ihre Komponentenschärfe auf Feldinhomogenitäten oder Schwankungen zurückzuführen ist, während andere Linien, *deren Lage und Schärfe von der Konstanz und Homogenität des gleichen Feldes in gleicher Weise abhängt, keine Verbreiterungerscheinungen aufweisen*, so sind die Komponentenverbreiterungen der 1. Nebenserien *allein* durch die gleichzeitige Wirkung beider Felder zu erklären.

Außer dem oben schon Gesagten deutet auch die auf allen Spektrogrammen wiederkehrende Tatsache, daß die „verbreiterten“ Komponenten nur einseitig, d. h. vom Ort der unzerlegten Linie nach Rot bzw. Violett unscharf, nach innen aber relativ scharf begrenzt sind, darauf hin, daß nicht irreguläre Vorgänge an dieser Erscheinung schuld sind.

Schließlich sei darauf hingewiesen, daß die „Grünfärbung“ des Kanalstrahlenlichtes beim Zuschalten des magnetischen zum elektrischen Feld (vgl. oben) auch bei parallel geschalteten Feldern eintritt (a. a. O.) oder mit anderen Worten: die verstärkte Anregung des Par-Heliums erfolgt auch in diesem Fall: es ließen sich aber bisher keinerlei Verbreiterungerscheinungen ähnlicher Art an den Linien beobachten, wie sie hier bei gekreuzten Feldern so sehr ins Auge fallen.

§ 8. Erklärungen zu den Spektraltafeln

Die Figurentafel möge das Gesagte erläutern:

Es sind reproduziert die besonders „elektromagnetisch“ empfindlichen Linien unseres Untersuchungsbereichs, d. h. die Linien der 1. Nebenserien von He I das 2., 3 und 4. Glied und von He II das 2., 3. und 4. Glied.

Die Bilder zeigen untereinander die gleichen Linien a) in *kleinem* elektrischen Feld (etwa 10 kV/cm) und Magnetfeld von 20 000 Oe, b) in fast demselben elektrischen Feld, aber sehr schwachem Magnetfeld (< 1000 Oe) und c) nur im Magnetfeld von 20 000 Oe.

Man sieht, wie bei den einzelnen Seriengliedern mit steigender Gliednummer die Starkeffekt-Komponentenzahl wächst und zugleich

bei a) die p -Komponenten in Dubletts aufgespalten sind, während bei b) diese Dubletts fehlen bzw. nur unscharf erscheinen. Außerdem zeigt c) fünf dieser Linien ohne elektrisches Feld, aber im Magnetfeld von 20 000 Oe in derselben Versuchsanordnung, d. h. bei elektrischem Felde Null, also an den gleichen Kanalstrahlen, die nachher in den kombinierten Feldern zur Aufnahme dienten. Der Zeeman-Effekt dieser Linien ist so klein, daß er bei gleicher Vergrößerung (fünffach linear) kaum in der Reproduktion erkennbar ist. Der Wiensche Effekt (vgl. S. 174) ist an diesen Linien nicht angedeutungsweise bemerkbar. Für das Verhalten dieser Serien bei höheren elektrischen Feldstärken und die dabei auftretenden Verbreiterungserscheinungen in gleich starkem Magnetfeld wie hier mag auf die Reproduktionen der eingangs zitierten Arbeit verwiesen sein, die mit derselben Vergrößerung unter analogen Versuchsbedingungen hergestellt worden sind.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, aus deren Mitteln die Hochspannungsanlage beschafft ist, sind wir zu besonderem Dank verpflichtet; desgleichen der Helmholtzgesellschaft, die uns die Mittel für die Entladungsröhren aus Quarzglas bewilligte. Unser weiterer Dank gilt der Linde - Gesellschaft für die Überlassung des zu der Untersuchung notwendigen Heliums.

Breslau, Physik. Inst. d. Univ., Abt. für angewandte Physik.

(Eingegangen 13. Juli 1935)

Über die Beeinflussung der Brownschen Bewegung durch Licht

Von Reinhold Fürth und Otto Zimmermann

(Aus dem physikalischen Institut der deutschen Universität in Prag)

(Mit 17 Figuren)

I. Theoretischer Teil von R. Fürth

1. Problemstellung und wichtigste Ergebnisse

In einer Reihe von Arbeiten¹⁾ hat V. Pospíšil Versuche beschrieben, aus denen hervorzugehen scheint, daß die Brownsche Bewegung kleiner Teilchen in Flüssigkeiten durch die Einwirkung von Licht in ihrer Größe verändert wird. Die wichtigsten der von ihm beschriebenen Erscheinungen sind die folgenden: 1. Bei Beleuchtung der Teilchen mit natürlichem (unpolarisiertem) Licht größer Intensität vergrößert sich das mittlere Verschiebungskvadrat der Brownschen Bewegung gegenüber seinem Wert bei Beleuchtung mit schwachem Licht um 20—40%. 2. Bei Beleuchtung der Teilchen mit linear polarisiertem Licht sind die Verschiebungskvadrate in der Richtung des magnetischen Vektors der Lichtschwingung ebenfalls um 20—40% größer als in der Richtung des elektrischen Vektors.

Die theoretische Deutung der gefundenen Effekte wurde zunächst von Pospíšil selbst versucht. Er kommt zu dem Schluß²⁾, daß alle bekannten physikalischen Erscheinungen, die durch die Einwirkung des Lichtes auf die Partikel hervorgerufen werden, nur eine unmerklich kleine Vergrößerung ihrer Brownschen Bewegung bewirken könnten. Er glaubt daher, seine Versuche nur durch „eine neue Kraftwirkung des Lichtes auf die Materie“ deuten zu können. Daß eine solche wirklich bestehen sollte, erscheint aber angesichts der Tatsache, daß sie sich bisher nirgendwo anders gezeigt hat, äußerst unwahrscheinlich. Auch ein anderer Deutungsversuch von A. Deubner³⁾ ist, wie weiter unten noch gezeigt werden wird, nicht aufrecht zu halten.

1) V. Pospíšil, Ann. d. Phys. **83**. S. 735. 1927; Phys. Ztschr. **31**. S. 65. 1930.

2) V. Pospíšil, Phys. Ztschr. **31**. S. 78. 1930.

3) A. Deubner, Phys. Ztschr. **31**. S. 909. 1930.

Nicht mit den Pospíšilschen Resultaten in Einklang zu bringen ist auch die Tatsache, daß sich aus Messungen der Brownschen Bewegung gemäß der Einsteinschen Theorie die Loschmidtsehe Zahl N in guter Übereinstimmung mit dem aus anderweitigen Messungen bekannten Werte ergibt, obzwar hierbei die Teilchen meist im Ultramikroskop beobachtet werden, also unter der Wirkung einer sehr intensiven Beleuchtung stehen. Da nach der Formel von Einstein das mittlere Verschiebungsquadrat der Brownschen Bewegung zu der Boltzmannschen Konstanten k direkt, also zu N verkehrt proportional ist, müßte sich, wenn die von Pospíšil behauptete Vergrößerung der Brownschen Bewegung durch die Wirkung des Lichtes wirklich vorhanden wäre, aus diesen Messungen ein um 20—40% zu kleiner Wert von N ergeben. Tatsächlich zeigen jedoch die Präzisionsmessungen von Westgren, daß die Abweichung des aus der Brownschen Bewegung bestimmten Wertes von N vom wahren Wert sicher unterhalb der Fehlergrenze von etwa 1% liegen muß^{1).}

Aus diesen Gründen wird man zunächst geneigt sein, an der Realität der Pospíšilschen Effekte zu zweifeln und Fehlerquellen der von ihm angewendeten Methodik für seine Ergebnisse verantwortlich zu machen. In der Tat konnte ich mich an der Originalapparatur von Pospíšil durch eigenen Augenschein überzeugen, daß die in den oben zitierten Arbeiten verwendete sogenannte „Punktierungsmethode“ sehr unzuverlässig ist. Auch ist die Auswertung der Punktierungsdiagramme zur Berechnung des mittleren Verschiebungsquadrates sehr mühsam und zeitraubend.

Ich untersuchte daher bereits im Herbst 1931 die Brownsche Bewegung von Gummigutteilchen im durchfallenden Licht mittels der von mir angegebenen Methode der „doppelseitigen Erstpassagezeiten“, die weit einfacher und zuverlässiger in der Handhabung und Auswertung ist^{2).} Die allerdings nicht sehr zahlreichen Messungen ergaben innerhalb der durch die Anzahl der Beobachtungen bedingten Genauigkeit von etwa 8% keine Andeutung für die eingangs erwähnten Pospíšilschen Effekte. Da es immerhin nicht von der Hand zu weisen ist, daß diese Effekte nur bei bestimmtem Teilchenmaterial oder bei bestimmter Teilchengröße auftreten oder daß sie noch in die oben angegebene Fehlergrenze hineinfallen, veranlaßte ich im Herbst 1933 O. Zimmermann, die von mir begonnenen Versuche weiterzuführen und in der angedeuteten Richtung zu er-

1) A. Westgren, Ztschr. f. anorg. Chem. **95**, S. 231. 1915.

2) R. Fürth, Ann. d. Phys. **53**, S. 177. 1917.

gänzen. Über die Durchführung dieser Versuche, die im Sommer 1934 abgeschlossen worden sind, wird im zweiten (experimentellen) Teile dieser Arbeit berichtet.

Die wesentlichen Resultate der Zimmermannschen Untersuchung sind die folgenden: 1. Die Beleuchtung der Teilchen mit natürlichem (unpolarisiertem) Licht hat auf die Brownsche Bewegung derselben keinen meßbaren Einfluß. Dies gilt unabhängig vom Teilchenmaterial (absorbierende oder nicht absorbierende Teilchen), von der Teilchengröße und von der Wellenlänge des Lichtes. 2. Bei Beleuchtung der Teilchen mit unpolarisiertem Licht ist die Brownsche Bewegung in der Richtung der Lichtfortpflanzung ebenso groß als senkrecht dazu. 3. Bei Beleuchtung der Teilchen mit linear polarisiertem Licht ist das mittlere Verschiebungsquadrat in der Richtung des magnetischen Vektors der Lichtschwingung unabhängig vom Teilchenmaterial und von der Teilchengröße um etwa 7—11% größer als in der Richtung des elektrischen Vektors, bzw. in der Richtung der Lichtfortpflanzung bei der maximalen, verwendeten Lichtintensität. 4. Der Polarisationseffekt vermindert sich etwas bei Herabsetzung der Lichtintensität und verschwindet fast völlig, wenn der kurzwellige Teil des Lichtes durch Filter entfernt wird.

Die Resultate 1. und 2. von Zimmermann stehen mit dem Pospíšilschen Intensitätseffekt im Widerspruch und stellen ihn, wie zu vermuten war, als eine durch die Versuchsmethode Pospíšils hervorgerufene Täuschung hin; die sich der Deutung dieses Effektes entgegenstellenden, oben erwähnten Schwierigkeiten fallen daher als gegenstandslos weg. Die Resultate 3. und 4. von Zimmermann bestätigen jedoch bis zu einem gewissen Grade den Pospíšilschen Polarisationseffekt. Da sich jedoch zum theoretischen Verständnis dieses Effektes kein Schlüssel zu bieten schien, zögerten wir mit der Veröffentlichung der Zimmermannschen Ergebnisse, da wir es immerhin für möglich hielten, daß bei seinen Versuchen doch noch eine versteckte Fehlerquelle wirksam gewesen sein könnte, obzwar sich für diese Annahme kein Anhaltspunkt bietet. Zimmermann berichtete bloß über seine Untersuchung in einem Vortrage in der deutschen mathematisch-physikalischen Gesellschaft in Prag im April 1934.

In der Zwischenzeit hat nun Pospíšil seine Versuche mit Verwendung der Methode der doppelseitigen Erstpassagezeiten wieder aufgenommen und über seine Ergebnisse vor kurzem¹⁾ berichtet. Da sich diese Ergebnisse zum Teil mit den unsrigen decken, ihnen

1) V. Pospíšil, Ann. d. Phys. [5] 23. S. 240. 1935.

jedoch zum Teil widersprechen, und da ferner in der Pospíšilschen Veröffentlichung an der Zimmermannschen Methode, um diese Unstimmigkeit zu erklären, Kritik geübt wird, hielten wir es für notwendig, nun doch über unsere Untersuchungen zu berichten und gegen die Pospíšilsche Kritik Stellung zu nehmen. Bei dieser Gelegenheit soll auch gezeigt werden, daß die in seiner neuesten Arbeit von Pospíšil zur Erklärung seines Effektes angedeutete Theorie nicht richtig sein kann. Eine zwingende Erklärung des von Pospíšil und Zimmermann übereinstimmend beobachteten Polarisationseffektes zu bringen, ist freilich auch jetzt nicht möglich, doch glaube ich nunmehr eine durchaus plausible Deutung geben zu können, über die unter 4. berichtet wird.

2. Die Auswertung der Resultate nach der Passagemethode und ihre Genauigkeit

Zur Berechnung des Diffusionskoeffizienten D , der gemäß der Einsteinschen Theorie gleich ist dem halben mittleren Verschiebungsquadrat der Teilchen pro Zeiteinheit, hat man sich bei Verwendung der Passagemethode der a. a. O. abgeleiteten Formel

$$(1) \quad D = \frac{x^2}{2\vartheta}$$

zu bedienen. Hierin bedeutet ϑ die „mittlere doppelseitige Erstpassagezeit“, d. h. die Zeit, die das beobachtete Teilchen braucht, um von seiner Lage auf dem Rasterstrich Null zur Zeit Null ausgehend den nächsten im Abstande x rechts oder links gelegenen parallelen Rasterstrich zum erstenmal zu passieren.

Die Beobachtung von ϑ wird praktisch so vorgenommen, daß die Zeit t gemessen wird, die das Teilchen für p aufeinanderfolgende Erstpassagen durch ein System von parallelen Rasterstrichen mit dem gegenseitigen Abstande x insgesamt braucht. Es gilt dann offenbar

$$(2) \quad \vartheta = \frac{t}{p}.$$

Für den mittleren relativen Fehler δ der Größe ϑ , der gleichzeitig nach (1) der mittlere relative Fehler von D ist, läßt sich, wie ich in einer früheren Arbeit gezeigt habe¹⁾, die Formel

$$(3) \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{3p}}$$

aus der Theorie der Brownschen Bewegung ableiten.

1) R. Fürth, Ztschr. f. Phys. **60**, S. 313. 1930.

Die Aufgabe der vorliegenden Untersuchung war es, festzustellen, ob die Größe D durch die Veränderung der Intensität oder des Polarisationszustandes des zur Beobachtung der Teilchen verwendeten Lichtes eine Veränderung erfährt. Es wurde deshalb, wie im Teil II noch genauer beschrieben wird, so vorgegangen, daß an einem und demselben Teilchen unmittelbar nacheinander entweder bei zwei verschiedenen Lichtintensitäten oder in zwei verschiedenen Richtungen im Raume jedesmal p Passagen gezählt und die hierzu benötigten Zeiten t bzw. t' gemessen wurden. Nach den Formeln (1) und (2) gilt dann für das Verhältnis α der entsprechenden Werte D bzw. D' des Diffusionskoeffizienten

$$(4) \quad \alpha = \frac{D}{D'} = \frac{t'}{t}.$$

Der Wert der Größe α bildet das Kriterium dafür, ob der gesuchte Effekt besteht oder nicht: ist $\alpha = 1$, dann besteht kein Effekt, ist α von Eins wesentlich stärker verschieden, als der theoretischen Fehlergrenze von α entspricht, dann ist ein Effekt in der einen oder anderen Richtung vorhanden. Um auch kleine Effekte auf diese Weise zu erkennen, muß diese Fehlergrenze möglichst herabgedrückt werden, was man, wie die Formel (3) lehrt, durch Vergrößerung von p erzielen kann. Nun ist es jedoch selbst für einen sehr geübten Beobachter kaum möglich, an einem Teilchen mehr als 2×40 Passagen zu zählen. Es wurden deshalb Serien von n Beobachtungsreihen der beschriebenen Art angestellt und die aus ihnen erhaltenen Einzelwerte $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ zu einem Mittel vereinigt.

Da die α_i Verhältniszahlen sind, deren Abweichungen von Eins, dem sozusagen a priori wahrscheinlichsten Wert, untersucht werden soll, und da man ferner, weil der Sinn einer solchen Abweichung von vornherein nicht feststeht, jedem α_i die gleiche a priori-Wahrscheinlichkeit zuschreiben wird, wie seinem reziproken Wert, wird man nicht, wie sonst üblich, das arithmetische, sondern das geometrische Mittel aus den α_i zu bilden haben, also die Größe

$$(5) \quad m = \sqrt[n]{\alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdots \alpha_n}.$$

Von dieser Größe m also gilt es zu entscheiden, ob ihre Abweichung von Eins rein statistischer Natur ist oder auf einem realen physikalischen Effekt beruht. Wir müssen zu diesem Zwecke zunächst den mittleren relativen Fehler δ_m von m berechnen.

Wir wollen annehmen, daß der wahre Wert von α_i gleich Eins sei. Für unbegrenzt zunehmendes n müßte also nach (5) $m = 1$ werden, da ja jeder von Eins verschiedene Wert von α_i die gleiche Wahrscheinlichkeit hat, wie sein reziproker Wert und daher in dem

Produkt (5) jedem Faktor von bestimmter Größe ein anderer mit dem reziproken Werte des ersten entspricht. Wegen (4) muß ferner der wahre Wert jedes t_i gleich dem wahren Wert des zugehörigen t'_i sein, wir nennen ihn T_i . Die Abweichung der beobachteten Größe t_i von T_i nennen wir τ_i , die Abweichung des beobachteten t'_i von T_i nennen wir τ'_i , wir setzen also

$$(6) \quad t_i = T_i + \tau_i, \quad t'_i = T_i + \tau'_i.$$

Es soll ferner angenommen werden, daß die Größe τ_i/T_i und τ'_i/T_i gegen Eins klein von erster Ordnung seien, was zwar sicher nicht für alle, wohl aber für die überwiegende Mehrheit derselben zutreffen muß.

Aus (4), (5) und (6) folgt unter dieser Voraussetzung:

$$m = \sqrt[n]{\frac{(T_1 + \tau_1') \cdot (T_2 + \tau_2') \cdot \dots \cdot (T_n + \tau_n')}{(T_1 + \tau_1)(T_2 + \tau_2) \cdot \dots \cdot (T_n + \tau_n)}} = \sqrt[n]{\frac{1 + \sum_i \frac{\tau_i'}{T_i}}{1 + \sum_i \frac{\tau_i}{T_i}}} \\ = \sqrt[n]{1 + \sum_i \left(\frac{\tau_i' - \tau_i}{T_i} \right)} = 1 + \frac{1}{n} \sum_i \frac{\tau_i' - \tau_i}{T_i},$$

und hieraus für das gesuchte δ_m

$$(7) \quad \delta_m = \sqrt{(1 - m)^2} = \frac{1}{n} \sqrt{\left(\sum_i \frac{\tau_i' - \tau_i}{T_i} \right)^2}.$$

Führt man hierin die Quadrierung aus und bildet das Mittelgliedweise, dann fallen wegen der Unabhängigkeit der relativen Fehler τ_i/T_i und τ'_i/T_i die doppelten Produkte weg und die Quadrate werden alle untereinander gleich, nämlich gleich δ^2 , da wegen des konstanten p nach (2) der mittlere relative Fehler von t gleich dem von ϑ , also nach (3) nur von p abhängig ist. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes folgt aus (7) und (3) schließlich

$$(8) \quad \delta_m = \sqrt{\frac{2}{n} \cdot \delta} = \frac{2}{\sqrt{3n} p}.$$

Nach dieser Formel wurde die aus rein statistischen Gründen zu erwartende Abweichung des m von Eins für jede Serie von Beobachtungen abgeschätzt und die Existenz eines realen Effektes immer nur dann angenommen, wenn die wirklich beobachtete Abweichung von Eins wesentlich größer war als jene.

3. Einige Bemerkungen über die vermutlichen Ursachen der Abweichung zwischen den Resultaten von Pospíšil und Zimmermann

Die hauptsächliche Diskrepanz zwischen den Ergebnissen von Zimmermann und den in der letzten Arbeit von Pospíšil mit-

geteilten, besteht darin, daß, wie unter 1. erwähnt wurde, der Pospíšilsche Intensitätseffekt von Zimmermann nicht festgestellt werden konnte, während Pospíšil in seiner letzten Arbeit erneut an den kleinsten von ihm beobachteten Teilchen einen Intensitäts- effekt in der Größe von etwa 18% findet. Pospíšil glaubt, diese Unstimmigkeit einem Fehler in der Beobachtungsmethode von Zimmermann zuschreiben zu müssen, indem er behauptet, daß 1. bei Beobachtung mit dem von Zimmermann verwendeten Immersionsobjektiv starker Vergrößerung eine sichere Passagen- abzählung nicht möglich sei, da die Teilchen infolge ihrer Brownschen Bewegung in der Blickrichtung fortwährend aus der Einstellebene verschwinden und daß 2. das von Zimmermann angewendete Passagenkriterium, eine Passage als vollzogen anzusehen, wenn ein bestimmter Rand des Partikels einen Rasterstrich durchsetzt hat, unzulässig sei, da hierdurch bei schwachem Licht zu häufige Passagen vorgetäuscht würden.

Was den ersten Einwand von Pospíšil anlangt, so ist er nicht stichhaltig, da es sich durch dauernde Betätigung der Mikrometer- schraube des Mikroskops während der Beobachtung bei einiger Übung sehr leicht erzielen läßt, daß das Teilchen stets in der jeweiligen Einstellebene scharf erscheint. Im übrigen müßte sich eine so be- wirkte Unsicherheit in der Passagenzählung in einer Vergrößerung des statistischen Fehlers von m äußern, d. h. es müßten die für die einzelnen Beobachtungsserien erhaltenen m -Werte um den Wert Eins eine Streuung aufweisen, die größer wäre, als die durch die Formel (8) vorausgesagte. Dies ist aber, wie die Betrachtung der Kurven (Figg. 5—17) zeigt (Teil II), keineswegs der Fall, die beobachteten m -Werte fallen stets in die durch die Brownsche Bewegung allein bedingten Fehlerintervalle hinein.

Der zweite Einwand von Pospíšil ist unverständlich, da ja alle Punkte des Teilchens die gleiche Brownsche Bewegung ausführen und es daher völlig gleichgültig sein muß, welcher Punkt des Teilchenbildes als Bezugspunkt ausgezeichnet wird (nur muß es natürlich immer der gleiche sein). Im übrigen ist es auch gar nicht richtig, daß die Teilchen im Mikroskop wegen der Irradiation bei intensiver Beleuchtung kleiner aussehen als im schwachen Licht, wenn man nur, wie es Zimmermann getan hat, durch ein vor das Okular gebrachtes Schwächungsfilter dafür sorgt, daß der Beobachter das Gesichtsfeld stets in der gleichen Helligkeit sieht.

Während demnach, wie oben gezeigt wurde, die Pospíšilschen Einwände hinfällig sind, erheben sich gegen die von ihm selbst in seiner letzten Arbeit verwendete Meß- und Auswertungsmethode

verschiedene Bedenken. Pospíšil beobachtet seinen Intensitäts- effekt im Hellfeld bei 410facher Vergrößerung des Mikroskopes, der Abstand zweier Rasterstriebe, bezogen auf die Objektebene, also die Größe x , beträgt bei ihm 8μ . Demgegenüber beträgt die von Zimmermann verwendete Vergrößerung etwa 600 und das Rasterintervall $x = 2,8\mu$ bzw. $x = 4\mu$ (vgl. Teil II, 5). Daher kommt es, daß die mittlere Passagezeit ϑ bei Pospíšil im Mittel ungefähr 50 sec beträgt, bei Zimmermann aber nur ungefähr 5 sec und daß daher zur Erzielung der gleichen Genauigkeit Pospíšil seine Teilchen etwa zehnmal so lange beobachten muß als Zimmermann. Trotz der gegenteiligen Behauptung Pospíšils halte ich es doch auf Grund einer ausgedehnten experimentellen Erfahrung mit der Passagenmethode für unmöglich, daß der Beobachter bei länger- dauernder, ununterbrochener Beobachtung des Teilchens (sie beträgt laut Tab. 1 a. a. O., S. 245 im Durchschnitt etwa 8 Minuten) und Beleuchtung mit dem schwachen „Nullicht“, bei dem man die Teilchen gerade noch sieht, nicht hie und da eine Passage übersieht, wenn das Teilchen eine rasche Hin- und Herbewegung ausführt, wie das bisweilen geschieht. Da Pospíšil an jedem Teilchen 2×10 Passagen beobachtet, kann hierdurch, wie er selbst zugibt (a. a. O., S. 243), bereits ein systematischer Fehler von 20% hervorgerufen werden, jedoch im entgegengesetzten Sinne als er meint: es werden irrtümlich zu *wenige* Passagen bei schwachem Licht gezählt und daher wird irrtümlich auf Grund der Formeln (1) und (2) auf ein *größeres* D bei starker, als bei schwacher Beleuchtung geschlossen. Damit scheint mir hinreichend plausibel gemacht, wieso Pospíšil im Gegen- satz zu Zimmermann in seiner letzten Arbeit neuerlich einen Intensitätseffekt von etwa 18% findet.

In theoretischer Beziehung halte ich die von Pospíšil ver- wendete Auswertungsmethode für unzulässig (wie Pospíšil übrigens selbst a. a. O., S. 249 bereits bemerkt). Statt ihrer wäre korrekter- weise die unter 2. beschriebene Auswertungsmethode heranzuziehen. Auch die zur Bewertung des theoretischen Fehlers von Pospíšil herangezogene Formel von Schrödinger (a. a. O., S. 247) darf hier nicht verwendet werden, da sie sich nur auf „einseitige“ Passagen bezieht. Statt ihrer muß die ebenfalls unter 2. hergeleitete, korrekte Formel (8) benutzt werden.

Aus seinen Messungen im polarisierten Licht errechnet Pospíšil, daß sich das mittlere Verschiebungsquadrat der Brownschen Be- wegung der von ihm beobachteten Teilchen in der Richtung des elektrischen Vektors um ungefähr 5%, in der Richtung des magne- tischen Vektors um ungefähr 18% vergrößert, wenn man von der

schwachen „Nullbeleuchtung“ zu intensiver Beleuchtung übergeht; bei dem Nulllicht selbst ist die Brownsche Bewegung in beiden Richtungen gleich groß.

Hält man an der oben gegebenen Deutung des Pospíšilschen „Intensitätseffektes“ fest, dann würden diese Resultate anders zu lesen sein, nämlich so: Bei der schwachen Beleuchtung zählt man in beiden Richtungen wegen des Übersehens von Passagen um etwa 20% zu wenig Passagen. In Wirklichkeit ist also die Brownsche Bewegung in der Richtung des magnetischen Vektors im starken und im schwachen Licht gleich groß und ebenso groß, wie in der Richtung des elektrischen Vektors bei schwachem Licht. Bei starkem Licht hingegen ist in Wirklichkeit das mittlere Verschiebungsquadrat in der Richtung des elektrischen Vektors um etwa $18 - 5 = 13\%$ kleiner als bei schwachem Licht.

Da Zimmermann die Messungen im polarisierten Licht an den gleichen Teilchen nicht wie Pospíšil bei zwei verschiedenen, sondern nur bei einer Lichtintensität durchgeführt hat, sind seine Resultate natürlich ebenso gut verträglich mit der Deutung, daß die Brownsche Bewegung in der Richtung des magnetischen Vektors um etwa 10% größer wird, als daß sie in der Richtung des elektrischen Vektors und in der Richtung der Lichtfortpflanzung um 10% kleiner wird, wenn die Teilchen dem intensiven Licht ausgesetzt werden. Da ferner die theoretische Fehlergrenze der Pospíšilschen Meßreihen nach der Formel (8) etwa 4% beträgt, die der Zimmermannschen etwa 2%, liegt der Unterschied zwischen den 13% von Pospíšil und den 10% von Zimmermann durchaus innerhalb der Fehlergrenzen, zwischen ihren Ergebnissen besteht also, was den Polarisationseffekt betrifft, keine Diskrepanz.

4. Über die theoretische Deutung der Effekte

Obzwar gemäß den vorstehenden Darlegungen der Pospíšilsche Intensitätseffekt keine physikalische Realität besitzt, soll doch noch mit einigen Worten auf die Theorie eingegangen werden, die Pospíšil in seiner letzten Arbeit zur Deutung des Effektes entwickelt hat. Er glaubt nämlich, daß die Vergrößerung der Brownschen Bewegung eines Teilchens unter der Wirkung einer intensiven Lichtstrahlung dadurch zustande kommt, daß die Lichtquanten in der Grenzschicht Teilchen-Flüssigkeit durch Stöße zweiter Art auf die Flüssigkeitsmoleküle Energie übertragen, welche ihrerseits durch ihre Stöße gegen das Teilchen die kinetische Energie seiner unregelmäßigen Bewegung vergrößern. Es ist überflüssig, die quantitative Ausführung dieses Gedankenganges (a. a. O., S. 253—254) im einzelnen

zu analysieren, da sich sofort zeigen läßt, daß dieser Effekt unter den gegebenen Versuchsbedingungen unbeobachtbar klein sein müßte.

Die Einsteinsche Formel für das mittlere Verschiebungsquadrat der Brownschen Bewegung läßt sich bekanntlich nach Langevin¹⁾ unter alleiniger Zugrundelegung der folgenden Voraussetzungen ableiten: 1. Die Bewegung des Teilchens gehorcht der Newtonschen Bewegungsgleichung. 2. Die Brownsche Bewegung wird durch „Stöße“ auf das Teilchen hervorgerufen, die unregelmäßig nach Größe und Richtung verteilt sind und in keiner gegenseitigen Korrelation stehen. 3. Der Reibungswiderstand gegenüber der unregelmäßigen Brownschen Bewegung gehorcht dem gleichen Gesetz, wie bei einer Bewegung mit konstanter Geschwindigkeit. 4. Für die mittlere kinetische Energie des Teilchens gilt der Gleichverteilungssatz der statistischen Mechanik. Über den speziellen Mechanismus des Austausches von Impuls und Energie zwischen Teilchen und Umgebung enthalten diese Voraussetzungen nichts. In der Tat ist die resultierende Formel für D

$$(9) \quad D = B \cdot k \cdot T$$

von diesem speziellen Stoßmechanismus unabhängig und enthält nur die für die Bewegung des Teilchens in der reibenden Flüssigkeit charakteristische Konstante B , die „Beweglichkeit“, die Boltzmannsche Konstante k und die absolute Temperatur T . B selbst hängt in bekannter Weise vom Partikelradius und von der Viskosität der Flüssigkeit und damit indirekt wieder von T ab.

Pospíšil deutet seinen Effekt als Vergrößerung der kinetischen Energie des Teilchens durch die Einwirkung des Lichtes unter Vermittlung der Stöße zweiter Art. Nach der obigen Voraussetzung 4. kann aber eine Erhöhung der kinetischen Energie nur von einer Erhöhung der Temperatur T des Teilchens bzw. seiner unmittelbaren Umgebung herrühren. Die durch eine Erhöhung von T bewirkte Vergrößerung des zweiten Faktors in (9) ist klein gegen die indirekt durch die Verkleinerung der Viskosität bewirkte Vergrößerung des 1. Faktors. Sie beträgt bei Wasser für eine Temperaturerhöhung von 1°C rund 2% . Man müßte also, um eine 20% ige Erhöhung von D zu erklären, annehmen, daß die Temperatur des Teilchens (bzw. seiner unmittelbaren Umgebung) infolge der Bestrahlung dauernd um etwa 10°C höher sei, als die übrige

1) P. Langevin, Compt. rend. 146. S. 530. 1908.

Flüssigkeit, deren Temperatur sich ja, wie von Pospíšil festgestellt wurde, durch die Bestrahlung nur um etwa $0,1^{\circ}\text{C}$ ändert. Daß aber ein solcher Temperaturunterschied nicht vorhanden sein kann, daß er vielmehr in Wirklichkeit höchstens in der Größenordnung von Tausendstelgraden liegen könnte, ist von Pospíšil selbst gezeigt worden^{1).}

Damit wird selbstverständlich auch die von Pospíšil versuchte Erklärung des Polarisationseffektes hinfällig, abgesehen davon, daß er hierzu noch die weitere Zusatzannahme machen muß, daß die Absorption des Lichtes vorzugsweise an den Stellen der Teilchenoberfläche erfolgt, deren Normalenrichtung mit dem magnetischen Lichtvektor kleine Winkel einschließt, eine Annahme, für die weder experimentelle noch theoretische Unterlagen vorhanden sind.

Wie eingangs erwähnt wurde, hat A. Deubner eine Deutung der Pospíšilschen Effekte versucht, indem er sie auf die sogenannte „Photophorese“ zurückführt, d. h. auf eine durch Radiometerkräfte bedingte Fortführung der Teilchen in der Richtung der Lichtfortpflanzung, und zwar nicht durch das direkt einfallende, sondern durch das von den Flüssigkeitsmolekülen seitlich zerstreute Licht. Gegen die Richtigkeit dieser Hypothese sprechen die folgenden Befunde: 1. Das Verhältnis der Intensität des von Wasser seitlich zerstreuten Lichtes zu der des einfallenden ist außerordentlich klein, so daß die für den Effekt verantwortliche Lichtintensität unwahrscheinlich klein sein müßte. 2. Die Streuung des Lichtes durch die Flüssigkeitsmoleküle erfolgt nicht, wie Deubner irrtümlich meint, vorzugsweise in der Richtung des magnetischen Vektors des einfallenden Lichtes, sondern die maximale Streuintensität liegt in der Fortpflanzungsrichtung, die minimale in der Richtung des elektrischen Vektors des einfallenden Lichtes; nach Zimmermann ist aber die Brownsche Bewegung in diesen beiden Richtungen innerhalb der Fehlergrenzen gleich groß. 3. Die Versuche von Zimmermann zeigen (vgl. Teil II), daß eine Photophorese, d. h. eine Mitführung der Teilchen in der Fortpflanzungsrichtung des einfallenden Lichtes selbst bei der stärksten verwendeten Beleuchtung nicht erfolgt, wenn man Konvektionsströmungen in der Kammer sorgfältig vermeidet; a fortiori kann also eine solche Photophorese nicht durch das ungemein viel schwächere Streulicht hervorgerufen werden.

Auf Grund der in 3. durchgeführten Erörterungen glaube ich auf Grund der Versuche von Pospíšil und von Zimmermann

1) V. Pospíšil, Ann. d. Phys. **83**. S. 747. 1927.

den Tatbestand darin sehen zu müssen, daß nicht durch die Bestrahlung eine *Erhöhung* der Brownschen Bewegung der Teilchen in der Richtung des *magnetischen* Lichtvektors hervorgerufen wird, sondern eine *Verminderung* der Bewegung in der Richtung des *elektrischen* Vektors und in der *Einfallsrichtung* des Lichtes. Dies kann, wie die vorstehenden Ausführungen beweisen, nur darauf beruhen, daß die Beweglichkeit des Teilchens für Bewegungen in der Richtung des elektrischen Vektors und in der Einfallsrichtung des Lichtes durch die Bestrahlung herabgesetzt wird.

Ein solcher Effekt läßt sich, wie mir scheint, umgezwungen auf die folgende Weise verstehen: Durch das einfallende Licht werden an der Partikeloberfläche lichtelektrisch Elektronen ausgelöst, die wie bekannt vorzugsweise in der Richtung des elektrischen Vektors der Lichtschwingung fortschreiten; nach kurzem, in der Flüssigkeit zurückgelegtem Wege verbinden sie sich mit Flüssigkeitsteilchen zu negativen Flüssigkeitsionen. Diese Ionen werden sich daher in einer ringförmigen Ladungswolke um das Teilchen ansammeln, die um eine, durch den Mittelpunkt des Teilchens gelegte, zur elektrischen Schwingungsebene des einfallenden Lichtes parallele Ebene konzentriert ist. Bei einer Bewegung des Teilchenmittelpunktes in dieser Ebene müssen die Ionen der Ladungswolke mitgeschleppt werden, wodurch der Reibungswiderstand vergrößert, die Beweglichkeit des Teilchens also herabgesetzt wird. Bei einer Bewegung des Teilchenmittelpunktes senkrecht zu dieser Ebene jedoch, also parallel zum magnetischen Lichtvektor, wird die Ladungswolke nicht mitgenommen und die Beweglichkeit behält daher ihren normalen Wert.

Damit ist auch erklärt, wieso der Polarisationseffekt mit abnehmender Lichtintensität abnimmt, da die Anzahl der Ionen in der Ladungswolke durch die Anzahl der pro Zeiteinheit ausgelösten Photoelektronen bedingt ist und weiter, wieso der Polarisationseffekt nur bei Beleuchtung mit genügend kurzwelligem Licht auftritt, da die Geschwindigkeit der Photoelektronen mit wachsender Frequenz zunimmt und unterhalb einer bestimmten Frequenz überhaupt keine Photoelektronen ausgelöst werden können.

Bei Beleuchtung mit unpolarisiertem Licht schließlich ist keine Vorzugsrichtung für die ausgelösten Photoelektronen vorhanden, sie verursachen daher die Entstehung einer symmetrischen Ladungswolke um das Teilchen, von der nur ein kleiner Teil bei der Bewegung des Teilchens mitgeschleppt werden muß, so daß die dadurch bewirkte Beweglichkeitsverminderung wahrscheinlich innerhalb der Fehlergrenzen der Methode bleibt und sich der Beobachtung entzieht.

II. Experimenteller Teil von O. Zimmermann

5. Die experimentelle Anordnung

Die Beobachtung der Teilchen wurde zum Teil im Dunkelfeld mittels des Spaltultramikroskops, zum Teil im Hellfeld im gewöhnlichen Mikroskop vorgenommen. Die erste Anordnung war deshalb nötig, weil nur in dieser die Bewegung der Teilchen in der Lichtrichtung und einer dazu senkrechten Richtung beobachtet werden kann und gerade das Verhältnis der Verschiebungssquare in diesen beiden Richtungen wichtig erschien. Die Beobachtungen im Hellfeld mußten dort verwendet werden, wo es sich darum handelte, die Bewegung der gleichen Teilchen bei starker und bei sehr schwacher Lichtintensität zu verfolgen, da es nicht möglich ist, die Beleuchtungsintensität im Dunkelfeld sehr stark herabzusetzen, weil sonst die Teilchen nicht mehr sichtbar sind.

Als Lichtquelle diente in beiden Anordnungen eine selbstregulierende Bogenlampe, die, um ein ruhiges Brennen zu gewährleisten, etwas überlastet wurde (Stromstärke ~ 16 Amp.). Das Licht der Lampe wurde durch einen Kondensor ($F = 15$ cm) zunächst parallel gemacht, durchsetzte hierauf, um die Wärmestrahlen abzufiltern, eine mit CuSO_4 -Lösung gefüllte, 10 cm lange Wasserkammer und hierauf ein großes Nicolsches Prisma, das entfernt wurde, wenn die Beobachtungen in unpolarisiertem Licht vorgenommen werden sollten. In der Hellfeldanordnung fiel das Licht von hier aus auf den Spiegel des vertikal gestellten Mikroskops und wurde von diesem durch einen Abbeschen Kondensor auf die das Präparat enthaltenden Kuvette konzentriert. In der Dunkelfeldanordnung wurde das aus dem Nicol austretende Licht durch eine Linse ($F = 80$ mm) auf einen horizontalen Spalt konzentriert, der durch eine zweite Linse ($F = 55$ mm) und ein Mikroskopobjektiv (Zeiss AA) in der Kuvette abgebildet wurde, die auf einem eigens konstruierten und in der Höhe verstellbaren Tisch des vertikal gestellten Mikroskops befestigt war. Als Optik für die Hellfeldanordnung wurde ein Immersionsobjektiv (Zeiss Apochromat 2 mm, $90 \times$, N. A. 1,3), als Okular ein dazu passendes Kompensationsokular ($20 \times$) verwendet, für die Dunkelfeldanordnung das Objektiv C von Zeiss (Trockensystem, $30 \times$) in Verbindung mit dem gleichen Okular.

Zur Beobachtung der Passagen im Dunkelfeld diente ein quadratisches Okularnetzmikrometer mit 0,1 mm Strichabstand, für die Beobachtungen im Hellfeld ein solches mit 0,25 mm Strichabstand. In der Dunkelfeldanordnung wurden die Rasterstriche durch schwaches durchfallendes Licht beleuchtet, da sie sonst unsichtbar gewesen

wären. Einem Rasterintervall entsprach objektiv in der Hellfeldanordnung eine Strecke $x = 1/360$ mm, in der Dunkelfeldanordnung eine Strecke $x = 1/250$ mm.

Die Richtlinien für die Herstellung der Kuvetten waren dadurch gegeben, daß Konvektionsströmungen in ihnen unter allen Umständen verhindert werden mußten. Aus diesem Grunde wurden sie möglichst klein ausgeführt. Allerdings bin ich hierin nicht so weit gegangen wie Pospíšil¹⁾; es zeigte sich, daß bei gewisser Vorsicht auch in etwas größeren Kuvetten, als sie Pospíšil verwendet, Strömungen leicht vermieden werden können. Allzu kleine Kuvetten haben nämlich den Nachteil, daß ihre Wände auf die Brownsche Bewegung leicht störend wirken können. Es mußte ferner dafür gesorgt werden, daß in der Kuvette selbst kein Licht von den Wänden absorbiert werden konnte, um die Entstehung von Temperaturdifferenzen in der Kammer und damit von Konvektionsströmungen zu verhindern.

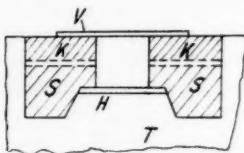


Fig. 1.
Dunkelfeldkuvette

wand V , durch die das Licht eintrat und die Hinterwand H , durch die es austrat, sowie die Deckplatte bestanden aus Deckgläsern; die Kittung erfolgte mit Picein. Der Rauminhalt der Kammer betrug etwa 8 mm^3 . Der Boden der Kammer war deshalb durchsichtig, um von unten Licht in das Mikroskop eintreten lassen zu können, das wie oben erwähnt wurde, zur Beleuchtung der Rasterstriche diente. Die Füllung der Kuvette erfolgte durch die beiden schmalen Kanäle K (von etwa $0,5$ mm Durchmesser), die nach erfolgter Füllung mit zwei Stecknadeln und etwas Picein abgedichtet wurden.

Einen Vertikalschnitt durch die Hellfeldkuvette zeigt die Fig. 2. Sie bestand aus dem Zeisschen Kuvettenhalter für das Kardiod-ultramikroskop, in das eine runde, in der Mitte mit einer Bohrung von $1,5$ mm Durchmesser versehene Messingplatte von $1,5$ mm Stärke eingesetzt war. Den Boden der Kammer bildete ein auf der Platte mit Picein aufgekittetes Deckglas, das obere Deckglas wurde mittels des Kuvettenhalters aufgedrückt. Die untere Fläche der Kuvette war mit Stanniol belegt, um die Strahlung, die das schwarze

1) V. Pospíšil, Phys. Zeitschr. **31**. S. 65f. 1930; Ann. d. Phys. [5] **23**. S. 255. 1935.

Picein und das Messing erwärmt hätte, zu reflektieren. Für einige Messungen wurde auch die Zeiss'sche Blutzählkammer verwendet.

Zur Änderung der Lichtintensität wurde eine gleichmäßig geschwärzte photographische Platte verwendet. Eine solche absorbiert

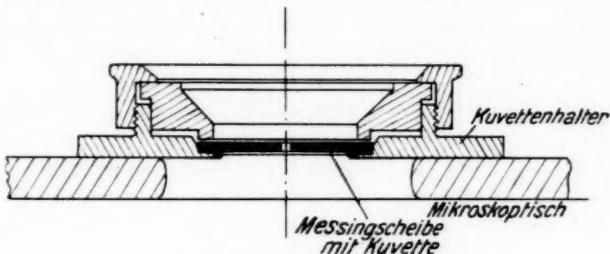


Fig. 2. Hellfeldkuvette

bekanntlich alle Frequenzen ziemlich gleichmäßig. Um die Brownsche Bewegung an einem und demselben Teilchen bei vollem Licht und bei der durch die Absorption in der Platte bewirkten sehr schwachen Beleuchtung beobachten zu können, was wie gesagt, nur im Hellfeld möglich war, mußte eine kleine Schwenkvorrichtung hergestellt werden, mit der die Platte aus dem Strahlengang entfernt und gleichzeitig ein entsprechendes Abschwächungsfilter vor das Okular geschoben werden konnte, um bei der enorm hellen Beleuchtung des Gesichtsfeldes ungeblendet beobachten zu können.

Bei den Meßreihen, die über den Einfluß von kurzwelligem und langwelligem Licht Aufschluß geben sollten, wurde ein und dasselbe Teilchen zuerst im ungefilterten, sichtbaren Licht ausgezählt und darauf in einem Licht, dessen kurzwellige Bestandteile durch ein Gelbfilter (Agfa Gelblichtfilter Nr. 4) entfernt waren. In der Hellfeldanordnung wurde dieses Filter an der unter dem Mikroskopisch

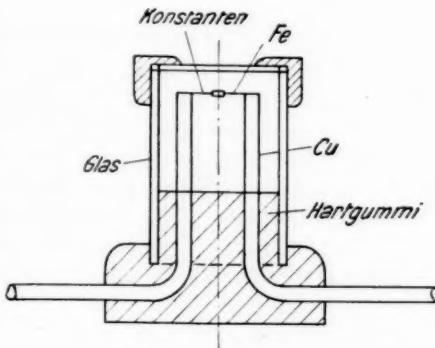


Fig. 3. Vakuumthermoelement
zur Messung der Strahlungsintensität

befindlichen schwenkbaren Blendenfassung befestigt, in der Dunkelfeldanordnung unmittelbar vor der Linie $F = 80$ mm.

Zur Messung der Lichtintensität diente ein selbst hergestelltes Vakuumthermoelement, dessen Konstruktion aus der Fig. 3 hervorgeht. Das Element selbst bestand aus einem Eisendraht von 0,05 mm und einem Konstantandraht von 0,1 mm Stärke, an deren Berührungsstelle ein Silberplättchen von $0,64 \text{ mm}^2$ Fläche und 0,075 mm Dicke aufgelötet war, das an der Vorderseite geschwärzt war. Das Element war an zwei 2 mm dicken Kupferdrähten als Träger aufgelötet, um diese Lötstellen möglichst genau auf gleicher Temperatur zu halten. Die Thermospannung wurde mittels eines Spiegelgalvanometers mit einer Empfindlichkeit von $5,88 \cdot 10^{-8}$ Volt/Skt. gemessen. Die Eichung auf Strahlungsenergie erfolgte durch Bestrahlung des Thermoelements mit einer Hefnerlampe in 1 m Entfernung. Gemäß den Messungen von Gerlach¹⁾ beträgt der Energiestrom in dieser Entfernung $2,24 \cdot 10^{-5}$ kal/cm²·sec. Da hierbei das Galvanometer einen Ausschlag von 2,3 Skt. zeigte, entspricht einem Skt. des Galvanometers der Energiestrom $0,97 \cdot 10^{-5}$ kal/cm²·sec. Durch Vorschaltung von Widerständen konnte die Empfindlichkeit meßbar herabgesetzt werden.

6. Die Ausführungen der Messungen

Die Messungen wurden an kolloiden Lösungen von Gold, als Vertreter eines Metalles, von Kohlenstoff als Vertreter eines stark lichtabsorbierenden und von Gummigutt als Vertreter eines schwach lichtabsorbierenden Nichtmetalles in Wasser angestellt. Das Gummiguttstol wurde in der üblichen Weise durch Auflösen von Gummigutt in Alkohol und Zufügung einiger Tropfen dieser Lösung zu destilliertem Wasser hergestellt. Das Goldsol wurde durch Reduktion von Goldchloridlösung mit Formaldehyd erzeugt. Zur Herstellung des Kohlenstoffsols wurde zunächst das Innere eines kleinen Porzellangefäßes mit einer nichtleuchtenden Bunsenflamme berußt und hierauf der Ruß mit destilliertem Wasser ausgewaschen und längere Zeit geschüttelt; nach einigen Stunden Stehens waren dann die größten Teilchen abgesetzt und das Wasser enthielt nur mehr fast runde Kohleteilchen von $0,1$ — $0,5 \mu$ Durchmesser.

Zur Messung der Brownschen Bewegung der Teilchen wurde, wie unter 1. erwähnt, die Fürthsche Methode der „doppelseitigen Erstpassagen“ benutzt. Da es sich darum handelte, die Brownsche

1) W. Gerlach, Phys. Ztschr. 14. S. 577. 1913.

Bewegung eines und desselben Teilchens entweder bei zwei verschiedenen Lichtintensitäten oder in zwei verschiedenen Richtungen zu messen, wurden an jedem beobachteten Teilchen stets 2 p -Passagen, davon p unter der einen und p unter der anderen Versuchsbedingung gezählt und die zugehörigen Zeiten t bzw. t' mit Hilfe zweier Stoppuhren nacheinander gemessen, um das Teilchen ständig im Auge behalten zu können. Es betrug p für die Beobachtungen im Hellfeld 40, für die Beobachtungen im Dunkelfeld an Gold 20 und an Kohlenstoff bzw. Gummigutt 15. Für jede Serie von Beobachtungen wurden etwa $n = 80$ Teilchen gemessen, da die so gemäß der Formel (8) erzielbare Genauigkeit bereits ausreichend ist, um über die Existenz oder Nichtexistenz eines Effektes etwas auszusagen.

Für jedes Teilchen einer Serie wurde nach (4) das Verhältnis $\alpha = t'/t$ gebildet und aus den einzelnen α_r , der Reihenfolge der Protokollnummer r folgend, nach (5) ihr geometrisches Mittel. Die so berechnete Größe m_r , das geometrische Mittel aus den ersten r -Größen $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_r$ wurde in einem Diagramm als Funktion von r aufgetragen. Die so erhaltene Kurve gibt ein anschauliches Bild davon, wie sich mit wachsendem r die zufälligen Schwankungen von m_r vermindern. In das gleiche Diagramm wurden die mittleren relativen Fehler von m_r , die gemäß der Formel (8) zu erwarten sind, als Funktionen von r in zwei Kurven symmetrisch zum Werte $\alpha = 1$ eingetragen. Man kann so aus dem Bild unmittelbar erkennen, ob bei der benutzten Zahl n von Beobachtungsreihen der gefundene Effekt innerhalb der theoretischen Fehlergrenzen liegt oder nicht, ob man ihn also als real anzusehen hat oder nicht. Eine ähnliche Methode der Darstellung benutzt auch Pospíšil in seiner letzten Arbeit.

Die Bestimmung der Teilchendurchmesser ist für den vorliegenden Zweck deshalb nicht besonders wichtig, weil ja stets nur Messungen am gleichen Teilchen miteinander verglichen werden. Zur Feststellung der Tatsache, ob ein eventuell vorhandener Effekt systematisch von der Teilchengröße abhängt, genügt es, wenn man für jedes Teilchen eine von der Teilchengröße monoton funktionell abhängende Größe mißt. Nach (1) und (2) sind nun die gemessenen Passagezeiten t und t' zu den zugehörigen D -Werten, also nach (9) auch zu den entsprechenden Werten von B verkehrt proportional. Da unter Annahme der Kugelgestalt für die Teilchen die Beweglichkeiten B gemäß dem Stokeschen Gesetz dem Teilchendurchmesser verkehrt proportional sind, folgt, daß die Größen t und t' dem Teilchendurchmesser direkt proportional sind. Wir sind also berechtigt, die Größe $\beta = (t + t')/2$ als Maß für die Teilchengröße heranzuziehen.

Trägt man für jedes Teilchen einer Serie die Größe $\alpha = t'/t$ als Funktion von $\beta = (t + t')/2$ auf, so erhält man ein Punktdiagramm, das einen sofortigen Überblick über die Größe der Streuung bei den Einzelmessungen gewährt und auch erkennen läßt, ob eine systematische Abhängigkeit von der Teilchengröße vorliegt oder nicht. Als Beispiel eines solchen Punktdiagramms dient die Fig. 4, die sich auf die Beobachtungsserie Nr. 15 bezieht und zeigt, daß zwar hier

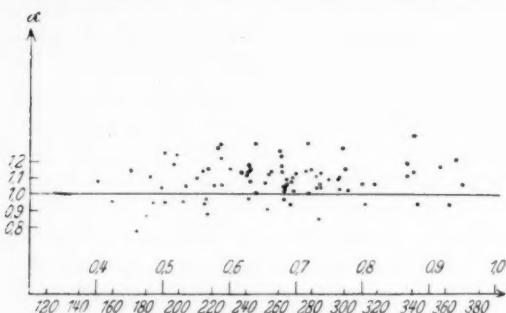


Fig. 4. Punktdiagramm zur Beobachtungsserie Nr. 15.
Unterer Abszissenmaßstab: β in Sekunden,
Oberer Abszissenmaßstab: Teilchendurchmesser in μ .

ein Effekt vorhanden ist, aber von der Teilchengröße systematisch nicht abhängt.

Sieht man die Stokesche Formel für die Beweglichkeit B als gültig an, dann kann man natürlich aus den gemessenen β die Teilchendurchmesser auch absolut berechnen. Die so erhaltenen Werte sind als zweiter Abszissenmaßstab in der Fig. 4 verwendet. In den im Hellfeld ausgeführten Meßreihen konnte der Teilchendurchmesser auch durch Vergleich mit dem bekannten Rasterintervall geschätzt werden. Es zeigte sich, daß der so geschätzte Wert stets *kleiner* war als der aus der Brownschen Bewegung berechnete. Daraus läßt sich schließen, daß die wirklich beobachtete Brownsche Beweglichkeit kleiner ist, als sie sich aus der geschätzten Teilchengröße unter Verwendung des Stokeschen Gesetzes berechnen würde, was für die Richtigkeit der in Teil I gegebenen Deutung des Effektes spricht.

Die Lichtintensitäten wurden für jede Meßreihe in absolutem Maße mit Hilfe des in 5. beschriebenen Thermoelementes gemessen, das jeweils an die Stelle der Beobachtungskuvette gebracht wurde. Bei der Messung in der Dunkelfeldanordnung mußte hierbei noch berücksichtigt werden, daß das beleuchtende Strahlenbündel an jener Stelle nur einen Querschnitt von $1/25 \text{ mm}^2$ hatte, also nur ein Sech-

zehntel der Empfängerfläche des Thermoelements bestrahlte. Die Galvanometerangaben waren also in diesem Falle mit 16 zu multiplizieren.

7. Messungsergebnisse

Die Meßreihen 1 und 2 wurden angestellt, um zu untersuchen, ob bei unpolarisiertem Licht die Brownsche Bewegung in der Richtung des Lichtes von der hierzu senkrechten verschieden ist. Beide Meßreihen wurden in der Dunkelfeldanordnung, und zwar

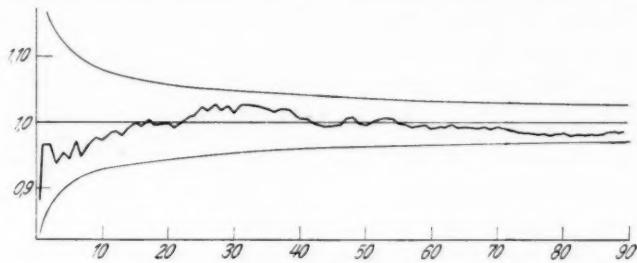


Fig. 5. Gold. $\alpha = \frac{t' \text{ in der Lichtrichtung}}{t \text{ senkrecht zur Lichtrichtung}}$; Unpolarisiert

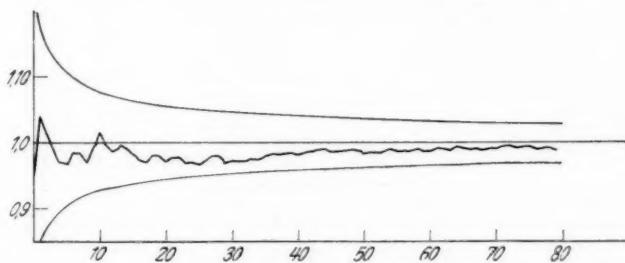


Fig. 6. Kohle. $\alpha = \frac{t' \text{ in der Lichtrichtung}}{t \text{ senkrecht zur Lichtrichtung}}$; Unpolarisiert

1. an Goldteilchen von $0,08-0,3 \mu$ Durchmesser, 2. an Kohleteilchen mit $0,12-0,45 \mu$ Durchmesser angestellt. Die Lichtintensität betrug $2,4 \text{ Watt/cm}^2$. Die Betrachtung der zugehörigen Figg. 5 und 6 zeigt, daß die α -Kurven durchaus innerhalb der Fehlergrenzen laufen; ein Effekt ist also nicht vorhanden.

Die Meßreihen 3-8 sollten die Frage entscheiden, ob die Brownsche Bewegung in der Richtung des einfallenden, linear polarisierten Lichtes von der in der Richtung des magnetischen Vektors dieses Lichtes verschieden ist. Auch diese Meßreihen wurden in der Dunkelfeldanordnung und zwar 3,4 an Gold, 5,6 an Kohle

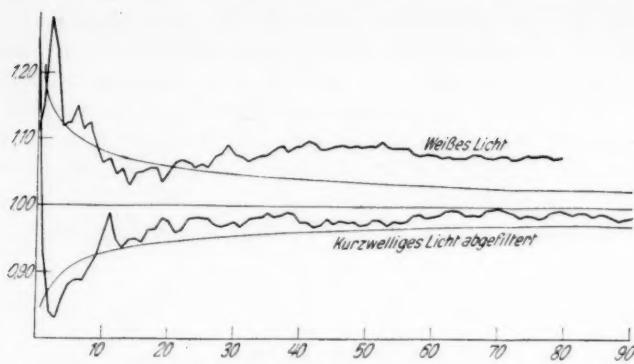


Fig. 7. Gold. $\alpha = \frac{t' \text{ in der Lichtrichtung}}{t \text{ in der Richtung des magn. Vektors}}$

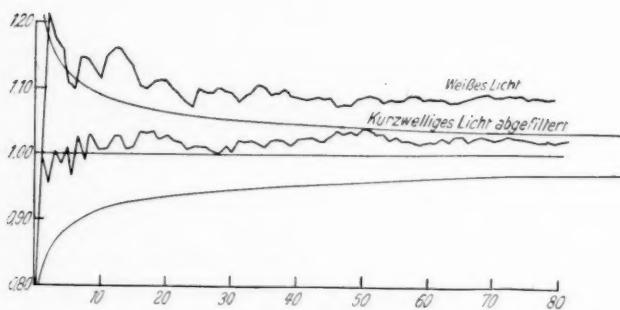


Fig. 8. Kohle. $\alpha = \frac{t' \text{ in der Lichtrichtung}}{t \text{ in der Richtung des magn. Vektors}}$

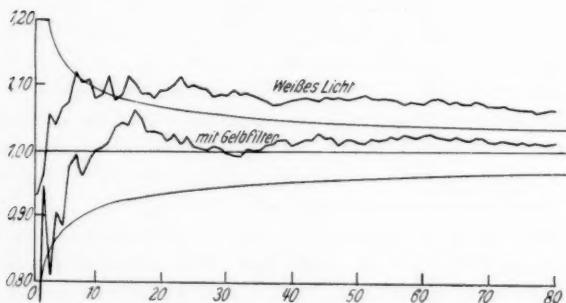


Fig. 9. Gummigutt. $\alpha = \frac{t' \text{ in der Lichtrichtung}}{t \text{ in der Richtung des magn. Vektors}}$

und 7,8 an Gummigutteilchen mit Durchmessern zwischen 0,1 und $0,5 \mu$ angestellt. Die erste Meßreihe bezieht sich jeweils auf weißes Licht, die zweite auf das von seinen kurzwelligen Bestandteilen durch das Gelbfilter befreite Licht. Die Lichtintensität betrug bei den Messungen ohne Filter 0,93 Watt/cm², bei den Messungen mit Gelbfilter 0,69 Watt/cm². Die zugehörigen Figg. 7, 8 und 9 zeigen, daß die α -Kurven, die zu den Beobachtungen mit gefiltertem Licht gehören, durchaus innerhalb der Fehlergrenzen laufen, die für das weiße Licht jedoch sich einem stationären, weit außerhalb der Fehlergrenzen liegenden Wert nähern, was beinhaltet, daß D in der Richtung des magnetischen Lichtvektors um 6—8% größer ist, als in der Lichtrichtung. Die entsprechenden Punktdiagramme zeigen für das ungefilterte Licht keine Bevorzugung einer Teilchengröße, während die für das gefilterte Licht noch einen Asymmetrieffekt für die Gummigut- und Kohleteilchen unter $0,25 \mu$ Durchmesser vermuten lassen.

Die Meßreihen 9—14 entsprechen genau den im vorigen Absatz besprochenen, nur daß nunmehr durch Drehung des Nicols um 90° der elektrische statt des magnetischen Lichtvektors in die Einstellebene gebracht wurde. Zu diesen Meßreihen gehören die Figg. 10, 11 und 12. Es liegen hier sämtliche α -Kurven innerhalb der theoretischen Fehlergrenzen, so daß aus den Beobachtungen auf einen Asymmetrieffekt nicht geschlossen werden kann. Auffallend ist allerdings, daß bei allen drei Materialien die α -Kurve für weißes Licht durchwegs unterhalb 1 verläuft, was auf das Vorhandensein eines schwachen Asymmetrieffektes hinweist, in dem Sinne, daß die Brownsche Bewegung in der Richtung des elektrischen Vektors etwas schwächer wäre, als in der Lichtrichtung; doch kann die Realität dieses Effektes, da er noch innerhalb der Fehlergrenzen liegt, nicht verbürgt werden. Die entsprechenden Punktdiagramme zeigen keine Bevorzugung irgendeiner Teilchengröße.

Die Meßreihen 15 und 16 sollten zeigen, ob der in den Meßreihen 3—14 gefundene Polarisationseffekt intensitätsabhängig ist. Um die Intensität genügend herabsetzen zu können, wurden diese Messungen im Hellfeld angestellt. Die Lichtrichtung fällt hier mit der Mikroskopachse zusammen, so daß elektrischer und magnetischer Vektor in der Einstellebene liegen. Die Meßreihe 15 wurde an Kohle, die Meßreihe 16 an Gummigutteilchen mit Durchmessern zwischen 0,4 und $0,9 \mu$ angestellt. Die Lichtintensität betrug 0,0036 Watt/cm², war also 270mal geringer als bei den entsprechenden Messungen in der Dunkelfeldanordnung. Die zugehörigen Figg. 13 und 14 zeigen das Vorhandensein eines realen Asymmetrieffektes an, in dem Sinne,

daß die D-Werte in der Richtung des magnetischen Vektors bei Kohleteilchen um etwa 8%, bei Gummigutteilchen um etwa 5% größer sind als in der Richtung des elektrischen Vektors. Nun beträgt

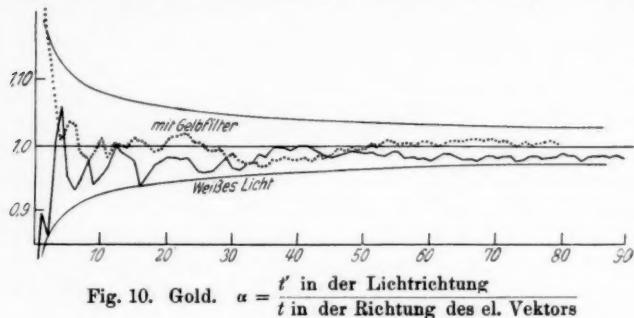


Fig. 10. Gold. $\alpha = \frac{t' \text{ in der Lichtrichtung}}{t \text{ in der Richtung des el. Vektors}}$

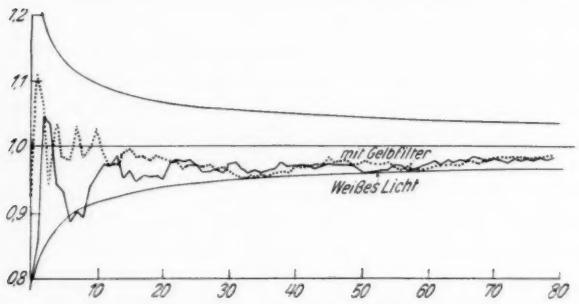


Fig. 11. Kohle. $\alpha = \frac{t' \text{ in der Lichtrichtung}}{t \text{ in der Richtung des el. Vektors}}$

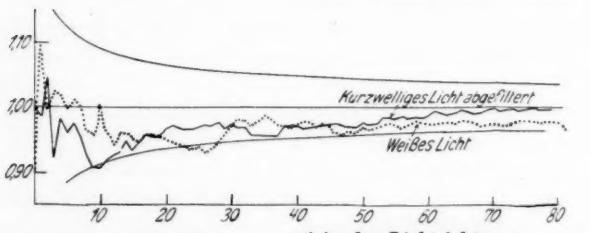


Fig. 12. Gummigutt. $\alpha = \frac{t' \text{ in der Lichtrichtung}}{t \text{ in der Richtung des el. Vektors}}$

gemäß den Meßreihen 5 und 11, bzw. 7 und 13 die Asymmetrie bei der 270 mal stärkeren Lichtintensität in der Dunkelfeldanordnung etwa 11% bei Kohle- und etwa 9% bei Gummigutteilchen. Hieraus ist zu schließen, daß der Polarisationseffekt mit abnehmender Licht-

intensität, wenn auch sehr langsam, abnimmt. Eine Abhängigkeit von der Teilchengröße ist auch hier nicht vorhanden.

Die folgenden Meßreihen sind im Hellfeld mit unpolarisiertem Licht ausgeführt. Die Meßreihen 17 und 18 beziehen sich auf Gummigutteilchen und sollten entscheiden, ob unter diesen Umständen die Brownsche Bewegung derselben in zwei zueinander senkrechten Richtungen gleich groß ausfällt und zwar unabhängig davon, ob bei den einzelnen Teilchen stets zuerst in der einen und dann in der

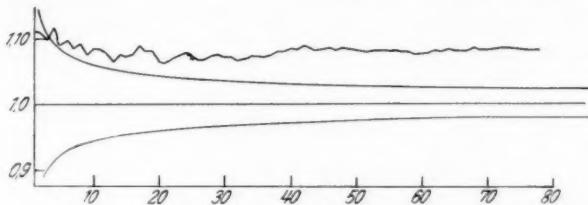


Fig. 13. Kohle. $\alpha = \frac{t' \text{ in der Richtung des el. Vektors}}{t \text{ in der Richtung des magn. Vektors}}$

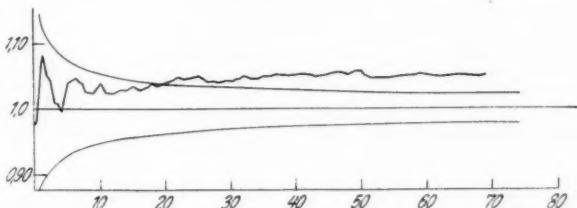


Fig. 14. Gummigutt. $\alpha = \frac{t' \text{ in der Richtung des el. Vektors}}{t \text{ in der Richtung des magn. Vektors}}$

anderen Richtung die Passagen gezählt wurden oder in abwechselnder Reihenfolge. Die entsprechenden Kurven mögen hier, um Raum zu sparen, nicht wiedergegeben werden; sie laufen vollkommen innerhalb der Fehlergrenzen nahe dem Werte $\alpha = 1$, womit gezeigt ist, daß nicht die Kammer selbst eine Asymmetrie der Brownschen Bewegung erzeugt, und daß sich die Beweglichkeit der Teilchen innerhalb der Beobachtungszeit, auch bei intensiver Bestrahlung nicht ändert.

Die Meßreihen 19 und 20 dienten dazu, um festzustellen, ob ein Einfluß der Lichtintensität auf die Brownsche Bewegung besteht. Die Reihe 19 bezieht sich auf Kohle-, die Reihe 20 auf Gummigutteilchen von $0,4\text{--}0,8 \mu$ Durchmesser. Die Lichtintensität wurde in der unter 5. angegebenen Weise von $2,6 \text{ Watt/cm}^2$ auf $0,00062 \text{ Watt/cm}^2$.

also im Verhältnis 1 : 4200 geändert. Die zugehörigen Figg. 15 und 16 zeigen, daß die α -Kurven innerhalb der theoretischen Fehlergrenzen verlaufen, daß also ein realer Intensitätseffekt nicht vorhanden ist.

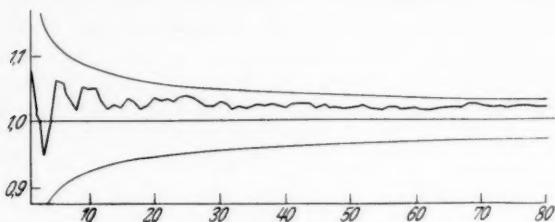


Fig. 15. Kohle. $\alpha = \frac{t' \text{ für schwaches Licht}}{t \text{ für starkes Licht}}$; Unpolarisiert

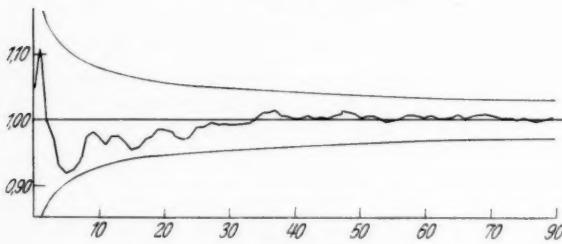


Fig. 16. Gummigutt. $\alpha = \frac{t' \text{ für schwaches Licht}}{t \text{ für starkes Licht}}$; Unpolarisiert

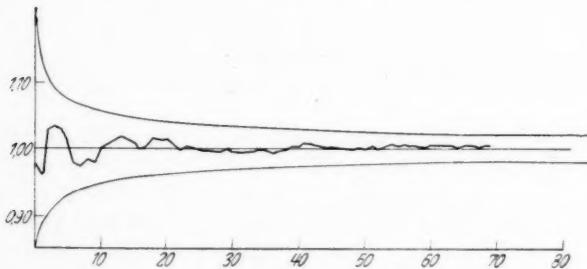


Fig. 17. Kohle. $\alpha = \frac{t' \text{ für gefiltertes Licht}}{t \text{ für ungefiltertes Licht}}$; Unpolarisiert

Die Tatsache, daß sich die Kurve für Kohleteilchen ständig oberhalb des Wertes $\alpha = 1$ bewegt, läßt, obzwar dies noch innerhalb der Fehlergrenze geschieht, vermuten, daß bei diesen Teilchen der D -Wert für starkes Licht um etwa 3% höher liegt, wie für schwaches Licht; doch kann dieser Effekt, selbst wenn er real sein sollte, zwanglos

durch eine kleine Temperaturerhöhung der Flüssigkeit in der Kuvette erklärt werden.

Die Meßreihe 21 schließlich wurde ausgeführt, um den Einfluß der Lichtwellenlänge bei unpolarisiertem Licht zu untersuchen, und zwar an Kohleteilchen. An jedem Teilchen wurden Passagenzählungen einmal bei voller Beleuchtung und einmal unter Einschaltung des Gelbfilters ausgeführt. Die Lichtintensität wurde dabei nur wenig, von $0,5 \text{ Watt/cm}^2$ auf $0,36 \text{ Watt/cm}^2$ erniedrigt. Wie man aus dem Verlauf der α -Kurve der zugehörigen Fig. 17 sieht, ist auch hier kein Effekt vorhanden. Ein Einfluß der Teilchengröße konnte bei keiner der zuletzt angeführten Meßreihen nachgewiesen werden.

Zusammenfassung

Im Anschluß an eine Reihe von Arbeiten von V. Pospíšil wird untersucht, ob die Brownsche Bewegung von Gold-, Kohle- und Gummigutteilchen mit Durchmessern zwischen 0,1 und $1\text{ }\mu$ durch die Einwirkung von Licht in ihrer Größe geändert wird. Die nach der Methode der „doppelseitigen Erstpassagezeiten“ zum Teile in Hellfeld-, zum Teile in Dunkelfeldbeleuchtung ausgeführten Messungen ergaben die folgenden wichtigsten Ergebnisse:

1. Die Beleuchtung der Teilchen mit natürlichem (unpolarisiertem) Licht mit Intensitäten zwischen $0,00062 \text{ Watt/cm}^2$ und $2,6 \text{ Watt/cm}^2$ hat auf die Brownsche Bewegung derselben keinen meßbaren Einfluß. Dies gilt unabhängig vom Teilchenmaterial, von der Teilchengröße und von der Wellenlänge des Lichtes. Ferner ist die Brownsche Bewegung in der Richtung der Lichtfortpflanzung ebenso groß wie senkrecht dazu.

2. Bei Beleuchtung der Teilchen mit linear polarisiertem Licht ist das mittlere Verschiebungsquadrat in der Richtung des magnetischen Vektors der Lichtschwingung unabhängig vom Teilchenmaterial und von der Teilchengröße um etwa $7-11\%$ größer als in der Richtung des elektrischen Vektors, bzw. in der Richtung der Lichtfortpflanzung bei der maximalen verwendeten Lichtintensität. Der Effekt vermindert sich etwas bei Herabsetzung der Lichtintensität und verschwindet fast völlig, wenn der kurzwellige Teil des Lichtes durch Filter entfernt wird.

Diese Ergebnisse stehen zum Teile mit denen von Pospíšil im Widerspruch. Die von diesem Autor in Fehlerquellen der vorliegenden Arbeit vermuteten Ursachen dieser Abweichungen werden als unbegründet nachgewiesen, hingegen wird die begründete Vermutung ausgesprochen, daß die Abweichungen durch einen sys-

matischen Fehler der Pospíšilschen Beobachtungsmethode verursacht sind.

Unter Berücksichtigung dieser Fehlerquelle lassen sich die Resultate von Pospíšil und die unsrigen deuten durch die Annahme, daß die Beweglichkeit der Teilchen in der Richtung der Lichtfortpflanzung und in der Richtung des elektrischen Vektors bei Beleuchtung derselben mit genügend intensivem, kurzwelligem und linear polarisiertem Licht um rund 10% verkleinert wird, in der Richtung des magnetischen Vektors jedoch ungeändert bleibt.

Eine plausible Deutung für diese Erscheinung auf Grund des lichtelektrischen Effektes wird gegeben, die mit allen Beobachtungen im Einklang ist, während alle anderen, bisher versuchten Erklärungen sowohl vom experimentellen als auch vom theoretischen Standpunkte als unzutreffend aufgezeigt worden sind.

Prag, im Juli 1935.

(Eingegangen 30. Juli 1935)

Nachtrag zu der Arbeit¹⁾:
Ein Interferenzlichtrelais für weißes Licht
Von H. J. Pabst von Ohain

Einer brieflichen Anregung des Herrn Dr. E. Lübcke, Berlin-Siemensstadt, folgend, möchte ich darauf hinweisen, daß die Aussagen über die Frequenzabhängigkeit der technischen Mikrophone, S. 436 meiner Arbeit, dem Tonfilmbuch von Fischer und Lichte entnommen sind. Sie sind nach Angabe der Autoren im freien Schallfeld gemessen, während ich das in § 5 meiner Arbeit beschriebene elektrische Meßverfahren angewandt habe.

1) Ann. d. Phys. [5] 23. S. 431. 1935.

Göttingen, I. Physikalisches Institut.

(Eingegangen 11. September 1935)